

**Experimentelle Bestimmung
der adiabaten Flammentemperatur in
Explosionsflammen nahe der unteren
Zündgrenze**

**Dem Fachbereich Ingenieurwissenschaften
der Universität Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Grades**

Doktor-Ingenieur

vorgelegt von

Karl-Heinz-Hofmann

Erlangen 1981

1981 № 278

**Experimentelle Bestimmung
der adiabaten Flammentemperatur in
Explosionsflammen nahe der unteren
Zündgrenze**

**Dem Fachbereich Ingenieurwissenschaften
der Universität Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Grades**

Doktor-Ingenieur

vorgelegt von

Karl-Heinz-Hofmann

Erlangen 1981



Als Dissertation genehmigt vom
Fachbereich Ingenieurwissenschaften
der Universität Erlangen - Nürnberg

Tag der Einreichung: 5. 5. 1981

Tag der Promotion: 29. 6. 1981

Dekan: Prof. Dr. H. Niemann

Berichterstatter: Prof. Dr. H. Hofmann

Prof. Dr. G. Brunner

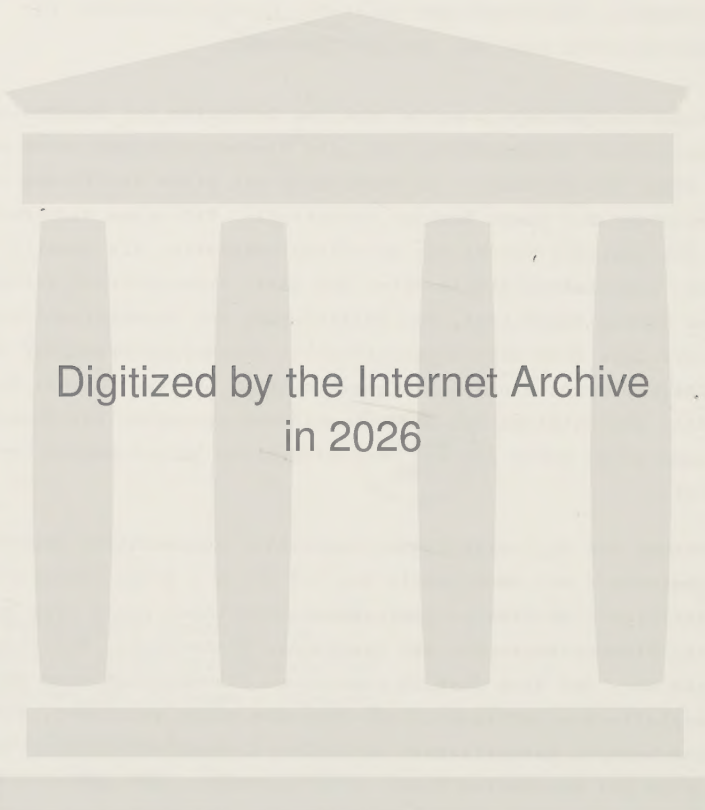
A b s t r a c t

HOFMANN, KARL-HEINZ:

EXPERIMENTELLE BESTIMMUNG DER ADIABATEN FLAMMENTEMPÉRATUR IN EXPLOSIONSFLAMMEN NAHE DER UNTEREN ZÜNDGRENZE

Die Temperaturbestimmung wurde nach dem Verfahren der Gesamtstrahlungs-
pyrometrie durchgeführt, d.h. die Flammenstrahlung wurde mit
Hilfe einer S/W-TV-Kamera, in Verbindung mit einem IR-Vidicon und
Videorekorder auf einem Monitor dargestellt. Mit einem elektroni-
schen Farbumsetzer wurden die einzelnen Grauwerte, die jeweils be-
stimmten Gesamtstrahldichtewerten und damit -temperaturen entsprechen,
SW oder farbig abgebildet. Die Kalibrierung der Gesamtstrahldichte-
werte erfolgte über Düsenbrennerflammen, deren Isothermenfeld mittels
Mikrothermoelementen und Strahlungskorrektur bestimmt wurde. Die ver-
schiedene Schichtdicke der Explosionsflamme gegenüber der Düsenbren-
nerflamme wurde durch den aus ihr berechneten Emissionsgrad berück-
sichtigt.

Die Messung der Explosionsflammentemperatur ausgewählter Brennstoff/
Luft-Gemische (mit Genauigkeit von 5,5 - 6 %) ergab bisher nicht
veröffentlichte zündfähige Gemischkonzentrationen sowie eine Zunahme
der max. Flammentemperatur mit steigender Zündenergie. Wichtigstes
Ergebnis war, daß eine jeweils gemeinsame Flammentemperatur für die
n-Alkan/Luft- bzw. n-Alkohol/Luft-Gemische nicht existiert. Entgegen
den Berechnungen theoretischer adiabater Flammentemperaturen war die
Temperatur bei konstantem Druck nicht konstant, und lagen die max.
Temperaturen jeweils zwischen den theoretischen Werten für Verbren-
nung bei konst. Volumen und konst. Druck. Es ergab sich, daß die
Korrelationsgleichungen von Zabetakis bzw. Christner zur Vorausbe-
rechnung von Zündgrenzen homologer Reihen nicht anwendbar sind, da
sie den Einfluß der Zündenergie nicht berücksichtigen.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546222_0024

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung und Aufgabenstellung	1
2. Literaturübersicht zur Berechnung der unteren Zündgrenze in Abhängigkeit von der Ausgangstemperatur	3
2.1. Begriffserklärungen, Definitionen	3
2.1.1. Die untere Zündgrenze Z_u	3
2.1.2. Zündgrenzkriterien	3
2.1.3. Einflußgrößen	4
2.1.3.1. Apparatespezifische Einflußgrößen	4
2.1.3.2. Ausgangsdruck	5
2.1.3.3. Zündenergie	6
2.2. Die Temperaturabhängigkeit der unteren Zündgrenze	10
2.2.1. n-Alkane	10
2.2.1.1. Das empirische Gesetz von Zabetakis	10
2.2.1.2. Das modifizierte "Burgess und Wheeler"-Gesetz	13
2.2.2. n-Alkohole	15
2.2.3. (1)-Alkene	18
2.2.4. Zusammenfassung	21
3. Temperaturmeßmethode	22
3.1. Thermographie	24
3.2. Strahlungsgesetze	24
3.3. Videotechnische Verfahren	27
3.3.1. Vidicon-Fernsehaufnahmeröhre	27
3.3.2. Optisch-mechanische Abtastsysteme	28
3.3.3. Signalverarbeitung, Isothermendarstellung	28
3.3.4. Vergleich: Vidicon - opt.mechan. Abtastsysteme	29

4. Temperaturmeßsystem	30
4.1. S/W - TV-Kamera	31
4.2. Wechselobjektive	32
4.3. 1"-Vidicons	33
4.4. Videorecorder	34
4.5. Elektronischer Farbumsetzer	34
4.6. Farbmonitor	34
5. Kalibrierung der Strahldichtefelder	35
5.1. Versuchsanordnung	36
5.1.1. Düsenbrenner mit Dosiereinheit	37
5.1.1.1. Struktur der Düsenbrennerflamme	39
5.1.2. Thermoelemente mit Verschiebeeinheit	40
5.1.3. Ummantelung der Thermoelemente	40
5.1.4. Thermospannung der hergestellten Thermoelemente	41
5.2. Flammentemperaturmessung	42
5.2.1. Thermoelementenmethode	44
5.2.1.1. Zwei-Fühler-Methode von Ključnikov	45
5.2.1.2. Zwei-Fühler-Methode von Fischer	46
5.2.1.3. Graphische Methode	47
5.3. Meßergebnisse der Thermoelementenmessungen	48
5.3.1. Versuchsbedingungen	48
5.3.2. Meßergebnisse	48
5.4. Strahlungskorrigierte Meßergebnisse	49
5.4.1. Zwei-Fühler-Methode von Ključnikov	49
5.4.2. Zwei-Fühler-Methode von Fischer	54
5.4.3. Graphische Methode	55
5.4.4. Strahlungskorrigierte Isothermenfelder	59

5.5. Zusammenhang zwischen Äquidensiten und Isothermen	62
5.5.1. Meßergebnisse der Äquidensitenzuordnung:	64
Gesamtstrahldichte - Isotherme	
5.5.1.1. Einfluß der Brenngas/Luft-Zusammensetzung	64
5.5.1.2. Einfluß der Kamerablende	64
5.5.1.3. Einfluß des Vergrößerungsmaßstabes	65
5.5.1.4. Einfluß des IR-Filters	65
5.5.1.5. Einfluß des Vidicontyps	65
5.5.2. Meßergebnisse der Äquidensitenzuordnung:	68
Einzelstrahldichte - Isotherme	
5.6. Strahlungsverhalten der Methan/Luft-Flammen	73
5.7. Modell zur Berechnung der Gesamtstrahlungstemperatur	74
6. Experimentelle Untersuchungen an Explosionsflammen	76
6.1. Versuchsanlage mit 6 L - Kugelexplosionsgefäß	76
6.1.1. Explosionsautoklav	76
6.1.2. Programmierung des Versuchsablaufs	79
6.2. Gemischaufbereitung und Analyse	80
6.2.1. Analyse der Gemischzusammensetzung	81
6.3. Versuchsprogramm, Versuchsbedingungen	82
6.3.1. Aufnahmebedingungen	83
6.4. Meßergebnisse: Zündgrenzen	83
6.5. Meßergebnisse: Flammentemperaturen	85
6.5.1. Allgemeines	85
6.5.2. Die "adiabate" Flammentemperatur	85
6.5.3. Flammenausbreitung in der Nähe der unteren Zündgrenzen	87
6.5.4. Auswertung der Videoaufnahmen	90
6.5.4.1. Das System Methan/Luft	91
6.5.4.2. Das System Äthan/Luft	97
6.5.4.3. Das System Butan/Luft	100

6.5.4.4. Das System Methanol/Luft	103
6.5.4.5. Das System Äthanol/Luft	106
6.5.4.6. Das System Propanol/Luft	108
6.6. Vergleich gemessener maximaler Flammentemperaturen mit theoretischen adiabaten Flammentemperaturen	110
6.7. Vergleich gemessener maximaler Flammentemperaturen mit Literaturwerten	113
6.8. Vergleich der Meßergebnisse mit Explosionstempera- turen des U.S. Bureau of Mines	115
7. Berechnete theoretische adiabate Flammentemperatur bei const. Volumen	119
7.1. Allgemeines	119
7.2. Berechnungsmethode	119
7.2.1. Berechnungsgleichungen zur Bestimmung der Gleichgewichtszusammensetzung	120
7.2.2. Berechnung der Verbrennungstemperatur	122
7.2.3. Berechnung des Verbrennungsdruckes	123
7.2.4. Berechnung thermodynamischer Daten	123
7.2.5. Programmbeschreibung	124
7.3. Rechenergebnisse	127
8. Zusammenfassung	135
9. Anhang	138
10. Symbolverzeichnis	150
11. Literaturverzeichnis	152

1. Einleitung und Aufgabenstellung

Trotz hoher Sicherheitsmaßnahmen gegen das Entstehen von Explosionen und deren Auswirkungen kommt es auch heute immer noch zu Explosionen in Industriebetrieben. Häufigste Ursache dafür sind nicht erkannte Zündquellen und unvorhergesehene Reaktionsabläufe.

Um hohe Arbeitssicherheit zu gewährleisten, d.h. Schäden durch Explosionen zu verhindern, müssen zündfähige Gemischzusammensetzungen vermieden werden. Nur wenn man die untere und obere Zündgrenze, auch Explosionsgrenze genannt, kennt, kann die explosionsfähige von der nichtexplosionsfähigen Zusammensetzung unterschieden werden. Außerhalb der Zündgrenzen ist eine selbständige Flammenausbreitung nicht mehr möglich.

Zündgrenzen, bei flüssigen oder gasförmigen Brennstoffen gekennzeichnet durch die Konzentrationseinheit [Vol.-%] -Brennstoffkomponente, sollten nach neuen Standardisierungsbemühungen stets die Angaben Ausgangstemperatur, Ausgangsdruck, Zündart und -energie, Zündort, Behältergröße und -geometrie enthalten. Dabei gilt allgemein, daß mit Erhöhung der Ausgangstemperatur, des Ausgangsdruckes und der Zündenergie der Zündbereich nach oben und unten aufgeweitet wird.

Die untere Zündgrenze von Brennstoff/Luft-Gemischen, vom Verhältnis Sauerstoff zu Stickstoff weitgehend unabhängig, zeigt eine starke Abhängigkeit von der Zündenergie, nahezu lineare Abhängigkeit von der Ausgangstemperatur und Unabhängigkeit vom Ausgangsdruck, wenn dieser nicht zu hoch angesetzt wird.

Die Zündgrenzen, insbesondere die unteren Zündgrenzen verschiedener homologer Brennstoff/Luft-Gemische, wie n-Alkan/Luft, Olefin/Luft und Alkohol/Luft, sind unter bestimmten Annahmen bei erhöhten

Temperaturen theoretisch berechenbar. Diese zuerst theoretisch abgeleiteten und später experimentell überprüften Beziehungen besagen, daß die untere Zündgrenze linear von der Ausgangstemperatur abhängt. Kennzeichnend für alle ermittelten Beziehungen ist, daß jede Brennstoffkomponente einer homologen Reihe bei der Brennstoffkonzentration Null dieselbe theoretische adiabate Flammentemperatur aufweist [1,2,3,4].

Aufgabe dieser Arbeit war es, für verschiedene Brennstoffkomponenten mit Brennstoffzusammensetzungen nahe den unteren Zündgrenzen die tatsächliche Flammentemperatur zu messen, die bisher bei allen Beziehungen aus der Extrapolation der Meßwerte auf die Brennstoffkonzentration Null ermittelt wurde. Im Rahmen dieser Arbeit sollte darüber hinaus versucht werden, mehr Kenntnis über die in allen Beziehungen fehlende Abhängigkeit von der Zündenergie zu gewinnen.

Die experimentellen Arbeiten wurden an einer aufgebauten Zündgrenzmeßanlage [5] mit kugelförmigem Explosionsgefäß von 6 Liter Inhalt, zentralem Zündort und elektrischem Funken als Zündquelle durchgeführt. Die fernbedienbare Apparatur erlaubt die Variation der Einflußgrößen Ausgangsdruck (0 - 30 bar), Ausgangstemperatur (0 - 400°C) und Zündenergie (10^{-3} - 10^3 J). Die Festlegung einer Zündgrenze kann durch das Druck- und Thermoelementenkriterium und zusätzlich durch das optische Kriterium erfolgen.

2. Literaturübersicht zur Berechnung der unteren Zündgrenze in Abhängigkeit von der Ausgangstemperatur

2.1. Begriffserklärungen, Definitionen

2.1.1. Die untere Zündgrenze Z_u

Ein homogenes Brennstoff/Luft-Gemisch bzw. ein Brennstoff/Sauerstoff/Inertgas-Gemisch hat an der unteren Zündgrenze eine brennstoffarme Zusammensetzung, bei der eine Zündquelle gerade noch eine Flamme erzeugen kann, die sich selbständig im Gemisch ausbreiten kann. Die Zündgrenze ist dabei von den Versuchsbedingungen und der Versuchsanordnung abhängig und wird gewöhnlich mit der Konzentrationseinheit [Vol.-%] der Brennstoffkomponente angegeben [3].

2.1.2. Zündgrenzkriterien

Zündgrenzen sind per Definition streng genommen nur durch die Beobachtung, d.h. Registrierung des Flammenausbreitungsvorganges festzulegen. Weil aus Sicherheitsgründen visuelle Beobachtungen mit dem menschlichen Auge nicht vertretbar sind, werden und wurden zur Registrierung Film- bzw. Videokameras oder andere optische Meßmethoden benutzt. Diese Methoden, zur Untersuchung der Ausbreitungsmechanismen zwar unerlässlich, sind für die praktische Zündgrenzbestimmung jedoch zu aufwendig. Ebenso effektiv wie das optische Zündgrenzkriterium ist das Druck- und Thermoelementen-Kriterium [4,5,6,7].

Mit Hilfe des Druck-Kriteriums [4,5] wird zahlenmäßig unterschieden, ob ein Druckanstieg allein durch den Zündfunken oder durch eine Flammenreaktion erzeugt wurde. Die Bundesanstalt für Materialprüfung [6] wertet eine Gemischkonzentration als Zündgrenze, wenn eine Druckerhöhung von gerade 200 Torr, entsprechend 0,26 bar, erreicht wird. Weiter heißt es, daß ein Kugelgefäß (5,4 L) mit im Zentrum

angebrachter Zündquelle am besten zur Bestimmung geeignet ist.

Das von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt [7] vorgeschlagene Thermoelementkriterium legt eine Zündgrenze bei derjenigen Gemischzusammensetzung fest, bei der sich die Flamme 15 mm von der Zündquelle abhebt. Das Thermoelement sei dabei 15 mm oberhalb der Zündquelle angebracht. Müller [5] ordnete in einem Abstand von 30 mm je ein Thermoelement in die drei Raumrichtungen des Explosionsgefäßes an, um sicher zu stellen, daß auch bei der stärksten Funkenzündung kein Thermoelement anspricht. Durch die räumliche Anordnung der Thermoelemente wird zusätzlich Information über die Ausbreitungsrichtung der Flamme dazugewonnen. Nach Müller wird zwischen dem Druck- (BAM, 200 Torr = 0,26 bar) und dem Thermoelementkriterium (Abstand 30 mm) völlige Übereinstimmung erzielt [5].

2.1.3. Einflußgrößen

Gründe dafür, daß Literaturwerte über Zündgrenzen stark voneinander abweichen, sind unterschiedliche Form, Volumen und Abmessung der verwendeten Versuchsgefäße, sowie hauptsächlich fehlende Angaben über die Zündenergie. Wie wichtig Angaben zum Versuchsgefäß und zu den Zünd- bzw. Versuchsbedingungen sind, haben die Veröffentlichungen über Zündgrenzbestimmungen der vergangenen Jahre belegt [8,9]. Dabei wurden auch Zusammenhänge, die bisher als gültig angesehen wurden, korrigiert [5].

2.1.3.1. Apparatespezifische Einflußgrößen

Der größtmögliche Abstand zwischen Zündort und Gefäßwand, bei dem die Ausbreitung der Flamme noch behindert wird, wird "Quenching Distance" genannt und hat für eine Vielzahl zündfähiger Gemische

werte zwischen 40 - 80 mm [8]. Christner [4] hat die von Coward [10] gemessenen Quenching-Abstände so interpretiert, daß jede Form eines Gefäßes, bei der eine Wand mindestens 75 mm vom Zündort entfernt ist, die Ausbreitung einer Flamme nicht mehr behindert. Müller [5] und andere Autoren [9,11] folgern aus Vergleichen mit größeren Gefäßen (Durchmesser bis zu 100 cm), daß eine eindeutige Abhängigkeit der Zündgrenze von der Behältergröße nicht festzustellen ist. Lovachev [9] fügt aber einschränkend hinzu, daß es gewisse Verbindungen (z.B. NH_3/Luft -, $\text{C}_2\text{H}_5\text{Br}/\text{Luft}$ -Gemische) gibt, die in sehr großen Versuchsgefäßen (8 m³) einen breiteren Zündbereich zulassen.

2.1.3.2. Ausgangsdruck

Eine Erhöhung des Ausgangsdruckes bewirkt im allgemeinen eine Vergrößerung des Zündbereichs [3,5,8], insbesondere ein Ansteigen der oberen Zündgrenze. Die untere Zündgrenze ändert sich dagegen kaum [4,5].

Ausgangs- druck [bar]	Z _u von CH ₄ /L. in [Vol.-%]				Z _u von NH ₃ /L. in [Vol.-%]		
	Zündenergie [J]						
	800	100	10	1	800	100	10
1	4,1	4,3	4,7	4,8	13,3	14,5	19,0
10	3,5	4,3	4,8	5,5	15,1	17,2	19,4

Tabelle 2.1. Druckabhängigkeit der unteren Zündgrenze von CH₄/L. bzw. NH₃/L.; T_A = 20° C; Kugel V = 6 L; Durchmesser 225 mm; zentrale Zündung; Elektrodenabstand 2,5 mm; Müller [5] (1976)

Ausgangs- druck [bar]	untere Zündgrenze Z_u in [Vol.-%]		
	$\text{CH}_3\text{OH/L.}$	$\text{C}_2\text{H}_5\text{OH/L.}$	$\text{C}_3\text{H}_7\text{OH/L.}$
1	6,30	3,32	2,27
2	6,25	3,37	2,26
3	6,20		
4	6,24	3,38	2,27
5	6,10		

Tabelle 2.2. Druckabhängigkeit der unteren Zündgrenze von Alkohol/Luft-Gem.; $T_A = 50^\circ \text{C}$; Zylinder $V = 6 \text{ L}$, Höhe 196 mm, Durchmesser 196 mm; zentrale Zündung, 100 J, Elektrodenabstand 2,5 mm; Christner [4] (1974)

Die Tabellen 2.1., 2.2. zeigen, daß der Ausgangsdruck nur einen geringen Einfluß ausübt, während die Änderung der Zündenergie die untere Zündgrenze stark herabsetzt, besonders deutlich bei $\text{NH}_3/\text{L.}$ -Gemischen. Ansätze zur Berechnung der Druckabhängigkeit von Zündgrenzen finden sich bei Christner [4], Lovachev [8] und Zabetakis [3].

2.1.3.3. Zündenergie

Die Dissertation von Müller [5], mit dem Ziel, den Einfluß von Zündenergie auf die untere und obere Zündgrenze von $\text{CH}_4/\text{L.}$ -, CO/L. -, $\text{NH}_3/\text{L.}$ - und Toluol/L.-Gemischen in Abhängigkeit der Ausgangstemperatur und des Ausgangsdruckes quantitativ zu erfassen, hat sehr deutlich gezeigt, daß die Zündenergie einen dominierenden Einfluß auf die Lage der Zündgrenzen ausübt. Zur Verdeutlichung sind einige Abbildungen aus seiner Arbeit wiedergegeben. Abb. 2.1 zeigt, daß Methan/Luft-Gemische unter Umgebungsbedingungen ($T_A = 20^\circ \text{C}$,

$P_A = 1 \text{ bar}$) bei 5,5 Vol.-% und 0,001 J bzw. 4,2 Vol.-% und 800 J explosibel sind. Wird die Ausgangstemperatur, bei konstantem Ausgangsdruck, auf $T_A = 250^\circ \text{C}$ gesteigert, siehe Abb. 2.2, dann ist auch noch ein 1,5 Vol.-%iges CH_4/Luft -Gemisch im Zündgrenzbereich.

Eine ebenso deutliche Verminderung der unteren Zündgrenze ist für CO/Luft -Gemische, Abb. 2.3, bei erhöhter Temperatur und hoher Zündenergie zu beobachten.

Gemessene Zündgrenzen sind immer nur dann vergleichbar, wenn auch Angaben über die Ausgangsbedingungen (T_A , P_A), die Zündbedingungen (Zündart, Zündort, Gefäßform) und die Zündenergien vorliegen. Wurden die zu vergleichenden Zündgrenzen in Gefäßen ausreichender Größe ($V \approx 5 - 10 \text{ L}$) ermittelt, so sind unterschiedliche Meßwerte mit Sicherheit durch die Meßfehler der Meßapparaturen erklärbar.

Extrem hohe Zündenergien von 20000 J, die praktisch nur mit pyrotechnischen Zündern erreicht werden, führen schließlich zu noch etwas breiteren Zündbereichen [5,11].

Der Zündfunken, der bei Zündgrenzbestimmungen als Zündquelle dient, zeichnet sich dadurch aus, daß die an das System Brennstoff/Luft abgegebene Energie exakt aus meßbaren Strom-Spannungs-Zeitverläufen ermittelt werden kann [5]. Das Zündfunkengerät von Müller [5] hat den besonderen Vorteil, daß die Energieverluste durch Widerstände in den Stromzuleitungen, durch Schaltvorgänge und Wärmeleitung in den Elektroden gering gehalten werden. Diese Zündquelle gestattet es, beliebige Zündenergien zwischen $10^{-5} \text{ J} - 1000 \text{ J}$ einzustellen [5,12] und simuliert die am häufigsten vorkommenden Arten von Zündquellen, wie heiße Oberflächen, offene Flammen usw.

Ansätze zur Berechnung der notwendigen Zündenergie [5] und der Mindestenergie [12,13], d. h. der notwendigen Zündenergie für das

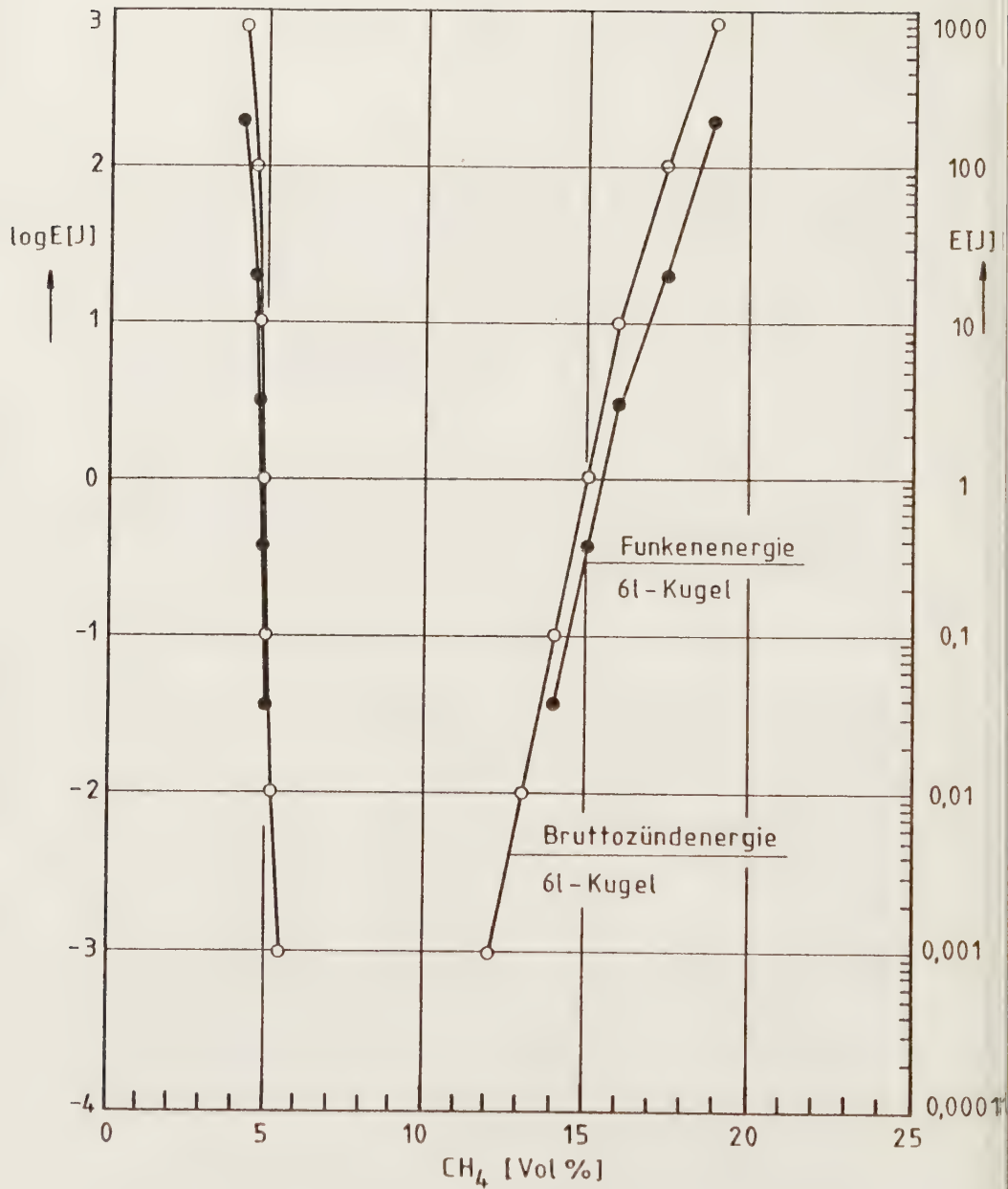


Abb. 2.1 Abhängigkeit der Zündgrenzen von der Zündenergie beim System Methan/Luft; $T_A = 20^\circ\text{C}$ und $p_A = 1$ bar; Müller [5]

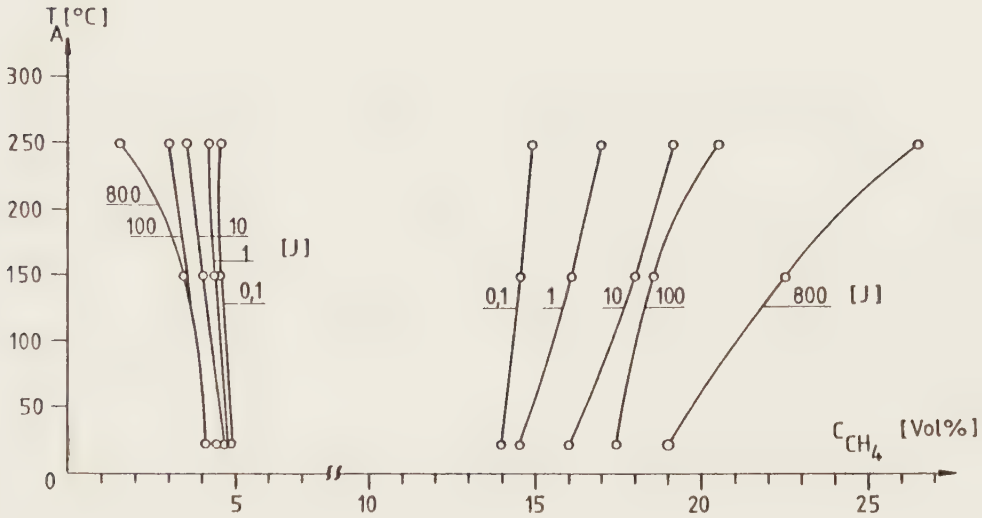


Abb. 2.2 Temperaturabhängigkeit der Zündgrenzen von CH_4/Luft -Gemischen bei verschiedenen Zündenergien; $P_A = 1 \text{ bar}$; Müller [5]

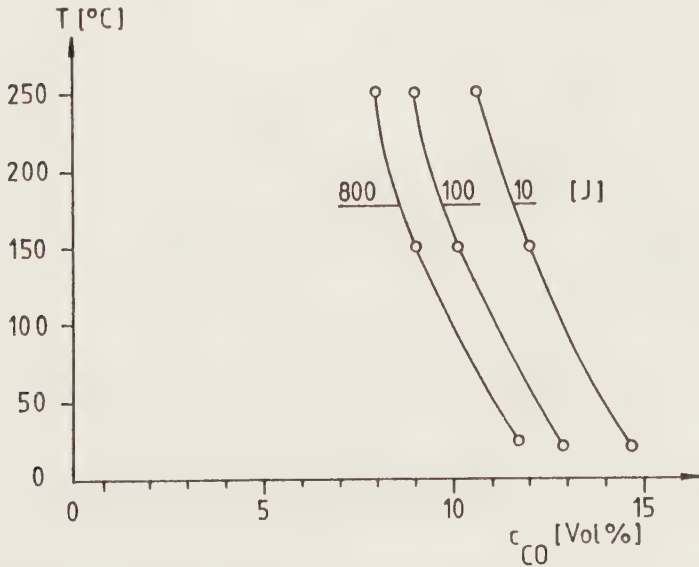


Abb. 2.3 Temperaturabhängigkeit der unteren Zündgrenze von CO/Luft -Gemischen bei verschiedenen Zündenergien; $P_A = 1 \text{ bar}$; Müller [5]

"zündwilligste" Gemisch, existieren bisher nur in bescheidenem Umfang.

2.2. Die Temperaturabhängigkeit der unteren Zündgrenze

Mit zunehmender Vorwärmtemperatur erweitert sich der Zündbereich brennstoffhaltiger Luftgemische, denn mit erhöhter Temperatur nimmt der Enthalpiegehalt der Mischung zu, sodaß die zur Zündung notwendige Zündenergie herabgesetzt wird.

Näherungsweise gilt für Alkane, Olefine, Alkohole, Kohlenmonoxid und Wasserstoff in Mischung mit Luft, daß die untere Zündgrenze bei einer Zunahme der Ausgangstemperatur um 100°C linear um ca. 8 % des Wertes der Zündgrenze bei $T_A = 25^{\circ}\text{C}$ absinkt [3,4,14] .

2.2.1. n-Alkane

2.2.1.1. Das empirische Gesetz von Zabetakis

Abb. 2.4 zeigt die von Zabetakis [3] gemessene Temperaturabhängigkeit der unteren Zündgrenze der n-Alkan/Luft - Mischungen von Methan bis n-Dekan. Charakteristisch für die Komponenten der homologen Reihe ist die lineare Abnahme der Zündgrenzen mit steigender Ausgangstemperatur, die Zabetakis durch die allgemeine Gleichung (2.1) beschreibt:

$$Z_{u,T_A} = Z_{u,T_O} - \frac{Z_{u,T_O}}{T_F - T_O} (T_A - T_O) \quad (2.1)$$

$$Z_{u,T_A}, Z_{u,T_O} \text{ in [Vol.-%]}; T_O, T_A, T_F \text{ in } [^{\circ}\text{C}]$$

Durch Einsetzen der Werte für die Bezugstemperatur, $T_0 = 25^\circ \text{C}$, und der aus der Extrapolation auf die Brennstoffkonzentration Null gewonnenen adiabaten theoretischen Flammentemperatur $T_F = 1300^\circ \text{C}$, erhält er schließlich für die n-Alkane ($C_1 - C_{10}$) Gleichung (2.2):

$$\frac{Z_{u, T_A}}{Z_{u, T_0}} = 1 - 7,84 \cdot 10^{-4} \cdot (T_A - 25) \quad (2.2)$$

d.h., wenn die untere Zündgrenze Z_u bei der Anfangstemperatur $T_0 = 25^\circ \text{C}$ bekannt ist, kann die Zündgrenze bei einer anderen Temperatur berechnet werden.

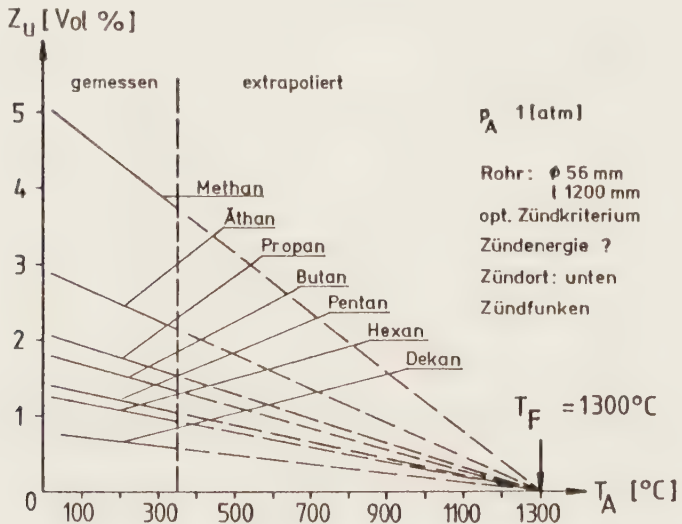


Abb. 2.4 Temperaturabhängigkeit der unteren Zündgrenze Z_u von ($C_1 - C_{10}$) n-Alkan/Luft-Mischungen, Zabetakis [3]

Daß die von Zabetakis abgeleitete Beziehung zur Berechnung der unteren Zündgrenze, Gl. (2.2), nur für eine bestimmte Zündenergie Gültigkeit haben kann, zeigt deutlich ein Vergleich, Abb. 2.5, mit Literaturdaten [5,15]. Für CH_4/Luft - bzw. $\text{C}_3\text{H}_8/\text{Luft}$ -Gemische erhält man bei konstanter Zündenergie Geraden mit unterschiedlicher Steigung, die bei Extrapolation der Meßwerte auf die Brennstoffkonzentration Null nicht auf eine gemeinsame theoretische Flammentemperatur führen.

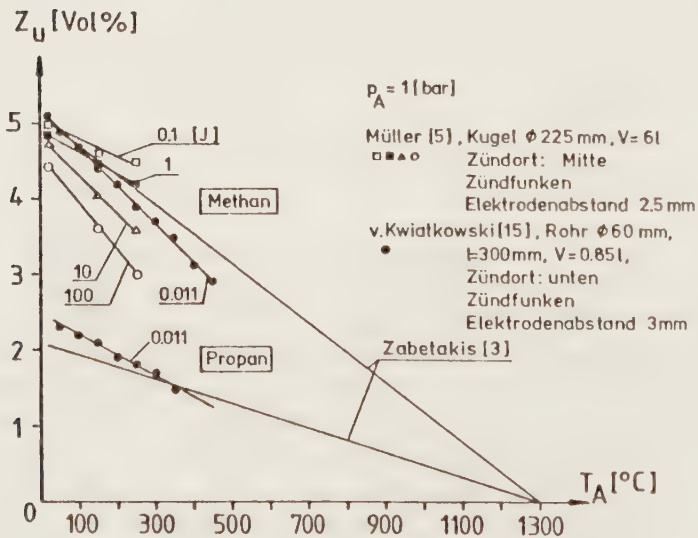


Abb. 2.5 Temperaturabhängigkeit der unteren Zündgrenze Z_u von CH_4/Luft - und $\text{C}_3\text{H}_8/\text{Luft}$ -Gemischen bei $P_A = 1$ bar

Abgesehen davon, daß Messungen immer mit Fehlern behaftet sind, und daß bei erhöhten Ausgangstemperaturen noch Meßwerte fehlen, bleiben die Fragen offen, ob die aus der linearen Extrapolation erhaltene theoretische Flammentemperatur einer Brennstoffkomponente nur für eine bestimmte Zündenergie Gültigkeit hat, ob alle Brennstoffkomponenten einer homologen Reihe bei gleicher Zündenergie dasselbe Verhalten zeigen und ob tatsächlich eine gemeinsame Flammentemperatur existiert.

2.2.1.2. Das modifizierte "Burgess und Wheeler"-Gesetz

Das "Burgess und Wheeler"-Gesetz, Gl. (2.3) besagt, daß die untere Zündgrenze Z_u eines Brennstoff/Luft-Gemisches bei einer Bezugstemperatur T_o umgekehrt proportional der molaren Reaktionsenthalpie ist [16].

$$Z_{u, T_o} = \frac{K_4}{(-\Delta H_R)} \quad [\text{Vol.-%}] \quad (2.3)$$

$$\text{oder} \quad Z_{u, T_o} \cdot (-\Delta H_R) = K_4 \left[\frac{\text{kJ}}{\text{kmol Brennst.}} \cdot \text{Vol.-%} \right] \quad (2.4)$$

Berechnet man die Konstante K_4 für die n-Alkane, Tabelle 2.3., dann stellt man fest, daß die Konstante im eigentlichen Sinne keine Konstante ist.

Tabelle 2.3. Z_u -Daten aus [17], Zylinder ϕ 56 mm, Zündung unten,
 $P_A = 1 \text{ atm}$, ohne Zündenergiebetrag
 $T_A = 25^\circ \text{ C}$

n-Alkane $C_n H_{2n+2}$	Z_u [Vol.-%]	$(-\Delta H_R)$ [kJ/mol]	$Z_u \cdot (-\Delta H_R) \cdot 10^{-6}$ [kJ/kmol Mischung]
n = 1	5,00	802,86	4,014
2	2,95	1428,79	4,215
3	2,12	2045,38	4,336
4	1,68	2658,83	4,467
5	1,41	3274,25	4,617
6	1,23	3889,24	4,784
7	1,08	4504,37	4,865
8	0,95	5119,49	4,864
9	0,84	5734,66	4,817
10	0,77	6349,83	4,889

Zabetakis [3] modifizierte das Gesetz von Burgess und Wheeler, Gl. (2.3) dahingehend, daß die untere Zündgrenze auch für verschiedene Ausgangstemperaturen berechenbar wird. Das Gesetz besagt in Worten, daß die Summe aus Reaktionsenergiedichte und fühlbarer Energiedichte konstant bleibt:

$$Z_{u,T_A} \cdot (-\Delta H_R) + c_P \cdot (T_A - T_O) \cdot 100 = K_4 \quad (2.5)$$

Die Konstante K_4 nimmt für n-Alkane den Wert

$$K_4 = 4,35 \cdot 10^6 \left[\frac{\text{kJ}}{\text{kmol Brennstoff}} \cdot \text{Vol.-%} \right]$$

an [4], so daß damit Gl. (2.5) umgeschrieben werden kann:

$$\frac{E_{u, T_A}}{E_{u, T_0}} = 1 - 7,21 \cdot 10^{-4} \cdot (T_A - 25) \quad (2.6)$$

Gleichung (2.6) unterscheidet sich von Gl. (2.2) nur durch den Zahlenwert $7,21 \cdot 10^{-4}$ statt $7,84 \cdot 10^{-4}$. Aufgrund unterschiedlicher K_4 -Werte ergibt sich beim Zurückrechnen eine theoretische Flammtemperatur von $1227 - 1377^\circ \text{C}$ [17]. Zu bemängeln ist an Gl. (2.6) wie an Gl. (2.2), daß die Zündenergie nicht berücksichtigt wird.

2.2.2. n-Alkohole

Eine wichtige Literaturquelle über Zündgrenzen von unverzweigten C_1 - C_6 - Alkohol/Luft-Gemischen ist zweifellos die Dissertation von Christner [4], die die experimentell ermittelten unteren und oberen Zündgrenzen von n-Alkohol/Luft-Gemischen in Abhängigkeit vom Ausgangsdruck (1 - 5 bar) und von der Ausgangstemperatur ($25 - 350^\circ \text{C}$) bei verschiedenen Zündenergien (0,01 - 100 J) enthält. Die Untersuchungsbedingungen waren zusammengefaßt:

zylindrisches Versuchsgefäß, ϕ 196 mm, h = 196 mm, V = 6 L
ruhendes Gemisch
Zündung durch Zündfunken
Zündort in Gefäßmitte
Elektrodenabstand 2,5 mm

Christner wertet die Zündenergiebeträge mehr größenordnungsmäßig aus, weil Energieverluste vernachlässigt wurden und die Zündenergie nicht aus zeitlichen Strom-Spannungsmessungen ermittelt wurde. Als Beispiel ist in Abb. 2.6. die Temperaturabhängigkeit der unteren Zündgrenze von C_1 - C_6 - Alkohol/Luft-Gemischen dargestellt.

Die untere Zündgrenze der Alkohole wird wie die der Alkane linear mit steigender Ausgangstemperatur erniedrigt und kann durch Gl. (2.7, 2.8) wiedergegeben werden:

$$\frac{Z_{u,T_A}}{Z_{u,T_0}} = 1 - \frac{T_A - T_0}{T_F - T_0} \quad (2.7)$$

mit $T_F = 1050^\circ \text{C}$ für die homologe Reihe der Alkohole
 $T_0 = 50^\circ \text{C}$ Bezugstemperatur

$$\frac{Z_{u,T_A}}{Z_{u,T_0}} = 1 - 1 \cdot 10^{-3} \cdot (T_A - 50^\circ \text{C}) \quad (2.8)$$

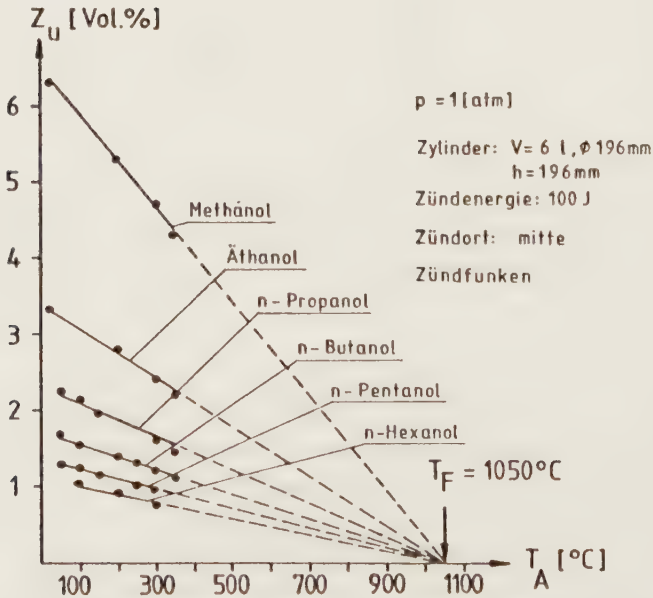


Abb. 2.6 Temperaturabhängigkeit der unteren Zündgrenze Z_u der unverzweigten C_1 - C_6 - Alkohol/Luft-Gemische, Christner [4]

Gl. (2.8) gilt aber nur für Alkohol/Luft-Gemische bei einer festen Zündenergie, hier 100 J.

Der in Abb. 2.7 gezeigte Einfluß der Zündenergie auf die untere Zündgrenze von Methanol/ bzw. Äthanol/Luft-Gemischen kann weder bestätigt noch verworfen werden, weil exakte Meßwerte zum direkten Vergleich fehlen. Deshalb ist auch die aus der Extrapolation der Meßwerte resultierende theoretische Flammentemperatur $T_F = 1050^\circ \text{C}$ zunächst einmal als gegeben zu betrachten.

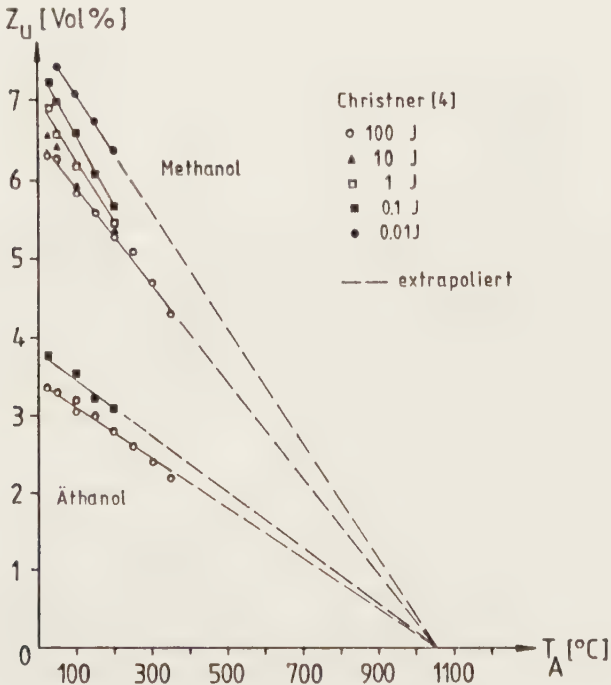


Abb. 2.7 Temperaturabhängigkeit der unteren Zündgrenze Z_u von Methanol/ bzw. Äthanol/Luft-Gemischen bei verschiedenen Zündenergien; $P_A = 1 \text{ bar}$; [4]

2.3.3. (1)-Alkene

Daß auch die unteren Zündgrenzen der (1)-Alken/Luft-Gemische im Temperaturbereich von 20 - 400°C linear mit steigender Ausgangstemperatur sinken, haben die Messungen von Kappler [18] und Kwiatkowski [15] bestätigt. Die Vermutung, daß die Komponenten der homologen Reihe bei Extrapolation der Meßwerte auf eine gemeinsame theoretische Flammentemperatur führen, Abb. 2.8 aus [4], wird durch die vorliegenden Literaturdaten, Abb. 2.9, 2.10, wie bei den n-Alkanen, in Frage gestellt.

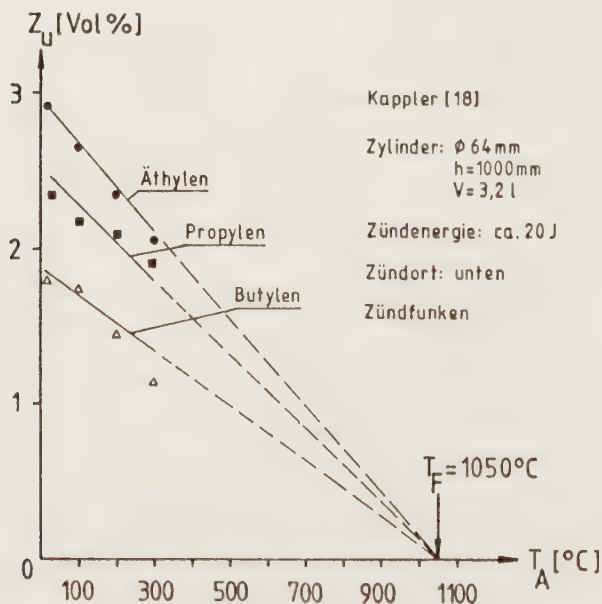


Abb. 2.8. Temperaturabhängigkeit der unteren Zündgrenze von (1)-Alken/Luft-Gemischen bei $P_A = 1\text{ atm}$; Extrapolation nach Christner [4]

Im Vergleich zu Kappler sind die Meßwerte von Kwiatkowski, Abb. 2.9, 2.10, bei erhöhter Ausgangstemperatur niedriger, obwohl in etwa gleiche Zündenergiebeträge angewandt wurden. Welchem Zündenergiebetrag dabei die größere Genauigkeit zukommt, konnte nicht eindeutig geklärt werden. Mit erhöhter Ausgangstemperatur ist aber nicht auszuschließen, daß die Olefin/Luft-Gemische bzw. die Brenngas/Luft-Gemische allgemein, bereits unter Vorumsatz reagieren, sodaß die Gemischkonzentration zum Zündzeitpunkt niedriger war.

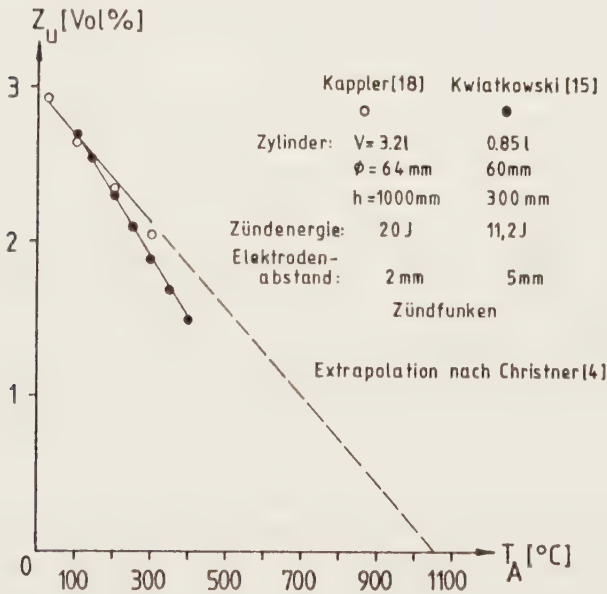


Abb. 2.9 Temperaturabhängigkeit der unteren Zündgrenze von Äthylen/Luft-Gemischen bei $P_A = 1\text{ atm}$

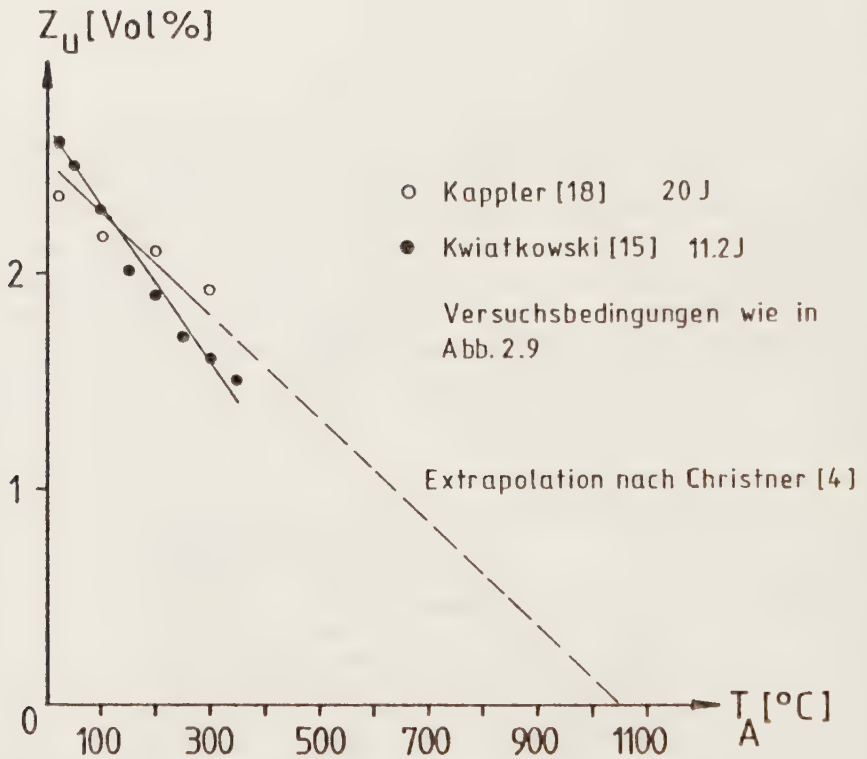


Abb. 2.10 Temperaturabhängigkeit der unteren Zündgrenze von (1)-Propylen/Luft-Gemischen bei $P_A = 1$ atm

Nach Christner kann die Temperaturabhängigkeit der unteren Zündgrenze der Äthylen-, (1)-Propylen-, (1)-Butylen/Luft-Gemische näherungsweise durch Gl. (2.8), die für Alkohol/Luft-Gemische gilt, wiedergegeben werden.

2.2.4. Zusammenfassung

Es ist festzustellen, daß die untere Zündgrenze aller hier erwähnten Brennstoff/Luft-Gemische linear mit steigender Ausgangstemperatur sinkt. Diese auf experimentellen Messungen beruhenden linearen Temperaturabhängigkeiten sind jeweils nur für konstante Zündenergie gültig. Die für verschiedene Zündenergien gemessenen linearen Abhängigkeiten eines Brennstoff/Luft-Gemisches schneiden sich nach Extrapolation auf die Brennstoffkonzentration Null nicht in einem ausgezeichneten Punkt, der theoretischen Flammentemperatur. Darüber hinaus ergeben auch die extrapolierten Geraden von Brennstoffkomponenten einer homologen Reihe, bei konstanter Zündenergie, keine gemeinsame theoretische Flammentemperatur. Die angeführten Vergleiche mit verfügbaren Meßwerten stellen daher in Frage, ob für homologe Reihen von Brennstoff/Luft-Gemischen eine gemeinsame theoretische Flammentemperatur existiert.

Die untere Zündgrenze eines beliebigen Brennstoff/Luft-Gemisches bei erhöhter Ausgangstemperatur, $T_A > 250^\circ \text{C}$, ist stets nur dann als zuverlässig zu erachten, wenn eine experimentelle Prüfung auf Vorumsatz, d.h. Vorreaktion durchgeführt wurde. Ein nicht berücksichtigter Vorumsatz führt dabei an der unteren Zündgrenze der brennstoffarmen Zusammensetzung zu größeren Fehlern als an der oberen Zündgrenze.

Es war Aufgabe dieser Forschungsarbeit, experimentell zu prüfen, ob die Brennstoffkomponenten verschiedener homologer Reihen, wie z.B. n-Alkane, n-Alkohole und eventuell (1)-Alkene, in Mischung mit Luft in der Nähe der unteren Zündgrenze tatsächlich eine gemeinsame theoretische Flammentemperatur aufweisen; dies soll im Folgenden beschrieben werden.

3. Temperaturmeßmethode

Von den folgenden auf stationäre und instationäre Flammen angewandten Temperaturmeßverfahren

- a) Thermoelementenverfahren [19 - 31]
- b) Interferometrische (schlierenoptische, holographische) Verfahren [19, 32 - 35]
- c) pyrometrische Verfahren [19, 20, 36 - 38, 46]
- d) spektroskopische Verfahren [19, 20, 26, 39 - 46]
- e) indirekte Verfahren, z.B. Teilchenspurmethode [47, 48]

sind die Verfahren mit Meßfühlern (a), Meßwertbeeinflussung (e) und punktförmiger Meßwerterfassung (a, c, d) zur Temperaturregistrierung während des Explosionsvorganges ungeeignet, wenn das Temperaturmeßverfahren hauptsächlich die Anforderungen 1 - 4 erfüllen soll:

- 1. berührungslose Temperaturmessung
- 2. Aufzeichnung von Temperaturfeldern, Fläche $> (100 \times 100) \text{ mm}^2$
- 3. Meßbereich von ca. $800 - 2000^\circ \text{C}$ und darüber
- 4. schnelles Ansprechverhalten und hohes Auflösungsvermögen, d.h. hohe Bildfrequenz und hohe Bildpunktzahl
- 5. geringer Auswertungsaufwand
- 6. geringer Kostenaufwand

Die als Thermographie bezeichnete Temperaturmeßmethode wird den gestellten Anforderungen weitgehend gerecht, wenn man berücksichtigt, daß die dreidimensionale Ausbreitung der Explosionsflamme an der unteren Zündgrenze mit relativ geringer Verbrennungsgeschwindigkeit vor sich geht, und daß der Verbrennungsvorgang von der Zündung bis zum Erlöschen im Mittel 1 - 3 sec dauert [4].

Thermographiesysteme mit elektronenoptischer Abtastung, d.h. Fernsehaufnahmegeräten, sind dabei aufgrund ihrer höheren Bildaufnahme-
frequenz geeigneter als optisch-mechanische Abtastsysteme (siehe
Abschnitt 3.3.4.).

Prinzipiell wäre das interferometrische Verfahren, besonders das
der holographischen Durchlichtinterferometrie [32-35] zur berührungs-
losen und flächenhaften Flammentemperaturmessung geeignet, weil so
selbst Hochgeschwindigkeitsaufnahmen mit über 10.000 Bildern/sec
möglich sind. Die Auswertung der Interferenzlinienfelder, d.h. der
Brechzahländerungsfelder, erweist sich allerdings als schwierig, da
die Brechzahländerungen während der Explosion simultan durch Druck-,
Temperatur- und Konzentrationsänderungen hervorgerufen werden.

Daß die Temperaturmeßmethoden a) - d) auch zur Temperaturbestimmung
in Explosionsflammen angewandt wurden, sollen die in Tabelle 3.1.
zusammengestellten Literaturzitate zeigen. Die Tabelle erhebt aber
keinen Anspruch auf Vollständigkeit.

Temperaturmeßmethode	Literatur
Thermoelement	[49, 50, 51]
Interferometrie	[52, 53, 54]
Pyrometrie	[38]
Spektroskopie	[55, 56]

Tabelle 3.1. Literaturquellen über Temperaturmeßmethoden,
angewandt auf Explosionen

3.1. Thermographie

Als Thermographie wird die berührungslose zeitliche Aufzeichnung der von einer Körperoberfläche emittierten Wärmestrahlung bezeichnet [57]. Wird die von der Oberfläche im Wellenlängenbereich von $0,8\mu\text{m} - 1,0\text{ mm}$ emittierte Wärmestrahlung, manchmal auch Temperaturstrahlung genannt, registriert, dann spricht man von Infrarot-Thermographie. Die wichtigsten Strahlungsgesetze [20, 58, 59] sind, da sie im Verlauf der Arbeit noch mehrfach benötigt werden, im folgenden Abschnitt 3.2. kurz zusammengefaßt.

3.2. Strahlungsgesetze

Jeder Körper, der eine Temperatur $T > 0$ Kelvin und damit thermische Energie besitzt, strahlt diese nach bestimmten physikalischen Gesetzen ab. Grundlage sind das Stephan-Boltzmann'sche Gesetz, Gl. (3.1,3.4), wonach die Gesamtstrahlungsleistung eines Körpers (s steht für Schwarzer Körper) proportional der vierten Potenz seiner Temperatur ist, und das Planck'sche Gesetz, Gl. (3.2), das die spektrale Verteilung der Temperaturstrahlung als Funktion der abgestrahlten Wellenlänge λ beschreibt. Bis $3\ 500^{\circ}\text{C}$ kann das Planck'sche Gesetz ohne große Abweichungen durch das Wien'sche Gesetz, Gl. (3.3) ersetzt werden [59].

$$L_B = \sigma \cdot T^4 = \frac{2 \cdot \pi \cdot k^4}{15 \cdot h^3 \cdot c^2} \cdot T^4 \left[\frac{W}{m^2} \right] \quad (3.1)$$

$$L_{\lambda s} = c_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot (e^{c_2/\lambda T} - 1)^{-1} \left[\frac{W}{m^2 \mu m} \right] \quad (3.2)$$

$$L_{\lambda S} = c_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{-c_2/\lambda T} \quad \left[\frac{W}{m^2 \mu m} \right] \quad (3.3)$$

$$L_S = \int_{\lambda_1=0}^{\lambda_2=\infty} L_{\lambda S}(\lambda, T) d\lambda \quad \left[\frac{W}{m^2} \right] \quad (3.4)$$

Abb. 3.1 zeigt die spektrale Strahlungsleistung, auch spektrale Strahldichte genannt, eines schwarzen Körpers als Funktion der Wellenlänge für verschiedene Temperaturen. Unter Strahldichte versteht man die ausgesandte Energie (Lichtmenge je Zeit-, Raumwinkel- und Flächeneinheit) in Ausstrahlungsrichtung.

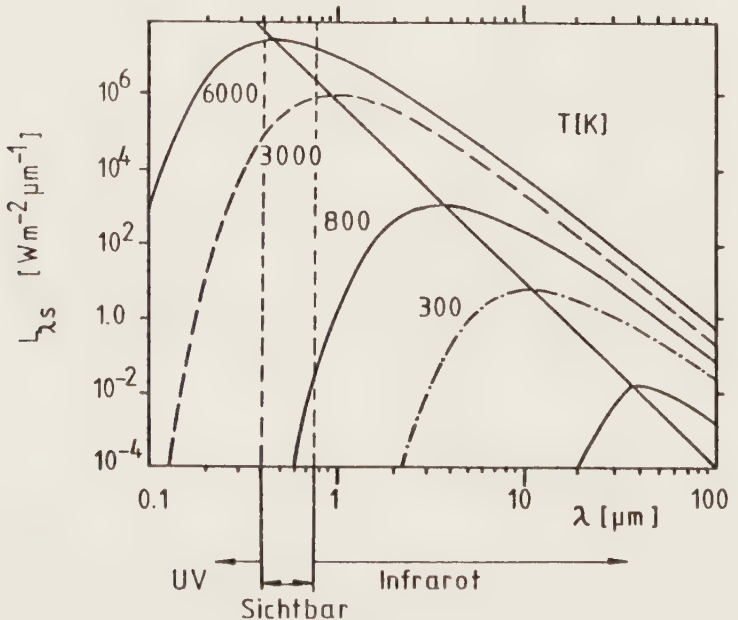


Abb. 3.1 Spektrale Strahlungsleistung $L_{\lambda S}$ eines schwarzen Körpers bei der Temperatur T [K]

Zusätzlich sind in Abb. 3.1 die Maximalwerte der spektralen Energieverteilungen durch eine Gerade dargestellt, die als Wien'sches Verschiebungsgesetz, Gl. (3.5) bekannt ist [20,59].

$$\lambda_{\max} \cdot T = 0,28978 \cdot 10^{-2} \text{ [mK]} \quad (3.5)$$

Mit zunehmender Temperatur wird das Maximum zu kleineren Wellenlängen hin verschoben, d.h. in den sichtbaren Wellenlängenbereich (0,4 - 0,8 μm) bzw. in den UV-Bereich ($\lambda < 0,4 \mu\text{m}$).

Die von der Oberfläche emittierte Strahlung hängt schließlich noch von der Oberflächenbeschaffenheit des Körpers ab, was durch den sogenannten Emissionsgrad ϵ berücksichtigt wird. Der Emissionsgrad stellt das Verhältnis von emittierter Strahlung eines Körpers zu emittierter Strahlung eines schwarzen Körpers dar und nimmt für Schwarze Strahler den Wert $\epsilon = 1$ an. Nicht-Schwarze Körper, wie z.B. heiße Gase, haben dagegen eine um den Faktor $\epsilon < 1$ kleinere Strahldichte L_s bzw. spektrale Strahldichte $L_{\lambda s}$ gemäß Gl. (3.6, 3.7), wobei zu berücksichtigen ist, daß ϵ von der Oberflächenbeschaffenheit, der Temperatur und der Wellenlänge abhängt [20,59].

$$L = \epsilon \cdot \sigma \cdot T^4 \quad (3.6)$$

ϵ = Gesamtemissionsgrad

$$L_{\lambda} = \epsilon_{\lambda} \cdot c_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot (e^{c_2/\lambda T} - 1)^{-1} \quad (3.7)$$

ϵ = spektraler Emissionsgrad

3.3. Videotechnische Verfahren

3.3.1. Vidicon-Fernsehaufnahmeröhre

Das Vidicon [20,58], Abb. 3.2, ist eine Bildaufnahmeröhre mit einer halbleitenden Photowiderstandsschicht. Fällt Strahlung auf die Photowiderstandsschicht, die ein Raster von Detektorelementen darstellt, so wird diese leitend und nimmt gegenüber der Kathode ein positives Potential an (Photoeffekt). Durch den Elektronenstrahl wird die Schicht wieder entladen und auf Kathodenpotential zurückgeführt. Die plötzliche Entladung der Photowiderstandsschicht durch den Elektronenstrahl erzeugt auf der gegenüberliegenden Schichtseite einen Entladungsimpuls, der einem Verstärker zugeführt wird. Die Zerlegung der Bildfläche in eine Summe von Bildpunkten erfolgt mittels elektromagnetischer Strahlablenkung.

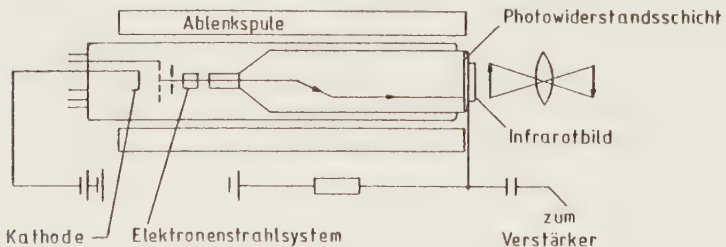


Abb. 3.2 Vidicon-Fernsehaufnahmeröhre

Die halbleitende Photowiderstandsschicht des Vidicons stellt einen Quantendetektor dar, dessen Wirkungsweise auf dem photoelektrischen Effekt beruht [58]. Als Meßanzeige dient eine Ausgangsspannung.

Die Quantendetektoren, die sich vor allem durch hohes Signal/Rausch-Verhältnis, hohe Empfindlichkeit und schnelles Ansprechverhalten auszeichnen, werden heute überwiegend in modernen Thermographiesystemen eingesetzt.

Zunehmende Bedeutung gewinnen die pyroelektrischen Vidicons [20,63], die thermische Strahlungsempfänger darstellen [58], und ein der einfallenden Strahlungsdichte äquivalentes Polarisations = Temperatur-Profil erzeugen. Diese Vidiconart zeichnet sich durch große spektrale Empfindlichkeit, vergleichbar mit Quantendetektoren, aber verbunden mit relativ großer Trägheit, aus. In Chopper-Betriebsart erreicht man derzeit Bildfrequenzen von 25 Hz [63].

3.3.2. Optisch-mechanische Abtastsysteme

Die optisch-mechanischen Bildabtastsysteme, die ausführlich in der Literatur [60, 61, 62] behandelt werden, ermöglichen die Objektabbildung über ein System rotierender und schwingender Spiegel, wobei die Strahlung eines Bildpunktes einem Einzeldetektor zugeführt wird. Die Vor- und Nachteile gegenüber der Fernsehauflnehmeröhre werden im Abschnitt 3.3.4. behandelt.

3.3.3. Signalverarbeitung, Isothermendarstellung

Das vom Detektor erzeugte und verstärkte Signal wird zur Intensitätsmodulation des Elektronenstrahls der Bildröhre und damit zur Steuerung der Helligkeit des Leuchtpunktes auf dem Monitor herangezogen. Am Monitor werden höhere Temperaturen des Meßobjekts durch helle Grautonstufen und niedrigere Temperaturen durch dunkle Grautonstufen dargestellt.

Da die Unterscheidung zwischen den Grautonstufen für den Beobachter schwierig ist, bietet die elektronische Äquidensitometrie [62, 64 - 66] die Möglichkeit, Flächen gleicher Grautönungen, also Isothermen, abzubilden. Dies wird elektronisch dadurch erreicht, daß nur Signale einer bestimmten mit Hilfe eines Reglers einstellbaren Größe weiter verstärkt und auf dem Monitor abgebildet werden. Alle anderen Signale, die einer höheren oder niedrigeren als der eingestellten Temperatur entsprechen, werden unterdrückt. Der Regler ermöglicht die kontinuierliche Verschiebung der Isothermen innerhalb des Meßbereichs. Die zusätzliche Farbwiedergabe mit bis zu 15 Farbabstufungen ist bei einigen Systemen ebenfalls möglich [66].

3.3.4. Vergleich: Vidicon - optisch-mechanische Abtastsysteme

Umfangreiche Firmenrecherchen bei bekannten und namhaften Herstellern von Thermovisions- bzw. Fernsehkamera-Systemen haben ergeben, daß sich die Thermovisionssysteme hauptsächlich in Bildfrequenz und Auflösungsvermögen, die Fernsehkamerasysteme dagegen überwiegend durch die spektrale Empfindlichkeit des Vidicons auszeichnen [67]. Der im Anhang 9.1 tabellierte Vergleich zwischen optisch-mechanischem Abtastsystem und IR-Vidicon fällt zugunsten der AGA-Thermovision aus, wenn Temperaturen $T < 800^{\circ} \text{C}$ registriert werden sollen, dagegen ist das Fernsehkamerasystem mit IR-Vidicon vorzuziehen, wenn Temperaturen $T > 800^{\circ} \text{C}$ zu messen sind, und gleichzeitig hohe Bildfrequenz und Bildauflösung gefordert werden.

4. Temperaturmeßsystem

Das im folgenden beschriebene Meßsystem hat gegenüber dem vorgeesehenen AGA-System [68] nicht nur die Vorteile hoher Bildfrequenz und -auflösung, sondern ist zudem kostensparend. Hinzu kommt, daß durch den Einbau kostengünstiger Quarzglas-Schaugläser, die mit Sicherheit Druckspitzen bis zu 20 bar standhalten, der IR-Durchlässigkeitsbereich für Flammenstrahlung eingeschränkt wird, Abb. 4.2, so daß auch mit der AGA-Kamera erst Temperaturen mit $T > 965 \text{ K}$ meßbar sind [67].

Das Meßsystem, zusammengesetzt aus

1. S/W - TV-Kamera
Wechselobjektiv
wahlweise IR-Vidicon oder Multidiioden-Röhre
2. S/W - Color - Videotaperecorder
3. elektronischem Farbumsetzer
4. Farbmonitor

ist in Abb. 4.1 als Signalflußplan, ausgehend vom Strahlungssender Flamme bis zur Isothermendarstellung am Farbmonitor abgebildet.

Das sogenannte Wärmebild des Strahlungssenders, das die Information über die Temperaturverteilung enthält, wird über Linsen des Kameraobjektivs auf der Photowiderstandsschicht des Vidicons abgebildet. Die vom Detektor abgegebenen Bild-Austast-Synchron-Signale, kurz BAS-Signale genannt, stellen Spannungen dar, die vom Videorecorder auf Magnetband gespeichert werden. Die Signalflußpläne für Fernsehkamera, IR-Vidicon und Videorecorder sind den Firmenschriften [69, 70, 71] zu entnehmen. Die BAS-Signale werden im Farbumsetzer

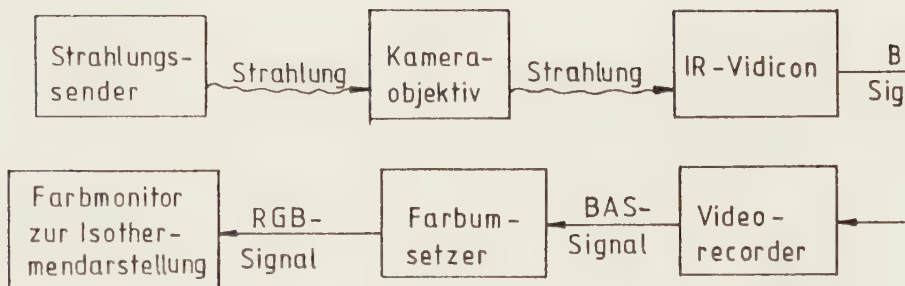


Abb. 4.1 Signalflußplan

elektronisch verarbeitet [64,66] und als Rot-Grün-Blau-Signale, kurz RGB-Signale genannt, dem Farbmonitor zur farbigen Isothermendarstellung zugeführt.

4.1. S/W - TV-Kamera

Die S/W - TV-Kamera (Grundig AG, Fürth, Typ FA 70 B, [69]) zeichnet sich durch kompakte Bauweise aus und gewährleistet selbst unter extrem wechselnden klimatischen Verhältnissen einen störungsfreien Betrieb. Besondere Merkmale und technische Daten sind im Anhang 9.2 aufgeführt.

Die nach der CCIR-Norm (International Radio Consultative Committee) aufzeichnende Fernsehkamera weist durch das angewandte Zwischenzeilenverfahren eine Bildfrequenz von 50 Halbbildern pro Sekunde auf. Ein flimmerfreies, klares Fernsehbild entsteht bei diesem Verfahren in der Weise, daß im ersten Halbbild alle ungeradzahligen

Zeilen (1, 3, 5, ... 625) und im zweiten Halbbild alle geradzah-
ligen Zeilen (2, 4, 6, ... 624) abgetastet werden.

4.2. Wechselobjektive

Die große Auswahl an Wechselobjektiven mit C-Mount-Fassung bietet
für die FA 70 B - Kamera viele Kombinationsmöglichkeiten. Die
Objektive

- / Cinegon 1/1,4 , $f = 16 \text{ mm}$, Öffnungswinkel 43°
Entfernung 0,3 m (Fa. Schneider)
- / Macro-Switar 1/1,1 , $f = 26 \text{ mm}$, Öffnungswinkel 21°
Entfernung 0,5 m (Fa. Kern)

können durch zusätzlich aufgeschraubte Zwischenringe zur format-
füllenden Wiedergabe auf dem Monitor dienen.

Die Durchlässigkeit der Linzenmaterialien, Quarz-Glas, kann laut
Herstellerangabe mit der in Abb. 4.2 dargestellten Durchlässigkeits-
kurve für 1 mm dicke Scheiben angegeben werden. Deutlich zeigt
Abb. 4.2 die Einengung des IR-Bereiches mit zunehmender Dicke des
Materials. Für das Schauglas (Hersteller : Thermal Quarz-Schmelze
GmbH, Wiesbaden-Biebrich) im Explosionsbehälter mit einer Dicke
von $d = 25 \text{ mm}$ ist bei $3,8 \mu\text{m}$ die Grenze der IR-Durchlässigkeit er-
reicht.

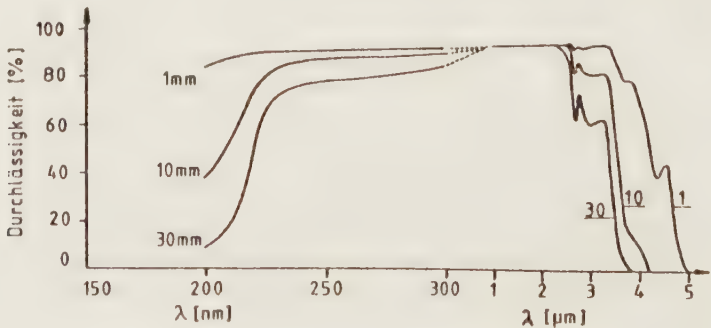


Abb. 4.2 Durchlässigkeitskurve für Infrasil-Quarzglas

4.3. 1"-Vidicons

Wahlweise können die Vidicontypen 1"-IR-Vidicon N 214 (Firma Hamamatsu, Seefeld-Hechendorf) [70], bzw. Silizium-Multidioden-Vidicon XQ 1200 (Firma Heimann, Wiesbaden) mit den in Abb. 4.3 gezeigten Empfindlichkeitskurven verwendet werden.

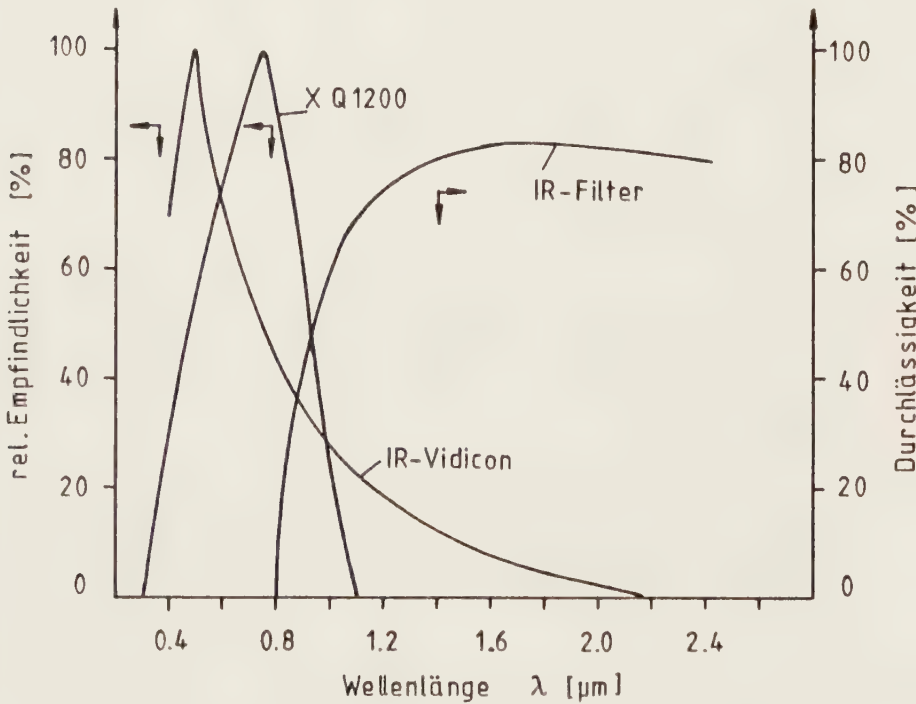


Abb. 4.3 relative Empfindlichkeitskurven der Vidicon-Typen, sowie Durchlässigkeit des IR-Filters [70]

Technische Daten befinden sich im Anhang 9.3.

4.4. Videorecorder

Zur Bildspeicherung dient ein S/W-Color-Video-Taperecorder (Firma Shibaden, Frankfurt, Typ SV-620 E Color) mit 1/2" -Videobändern, dessen Bildspeicherfrequenz genauso groß ist wie die Aufnahme Frequenz der TV-Kamera. Wichtige technische Daten siehe Anhang 9.4.

4.5. Elektronischer Farbumsetzer

Der elektronische Farbumsetzer (Firma Habelt-Electronic, Baldingen, Typ HE 0376) [66] kann elektronisch Flächen gleicher Strahlungsdichte über einstellbare Schwellwertschalter farbig codierbar auf dem Monitor in Bilder umsetzen.

Die Flächen gleicher Strahlungsdichte, d.h. die Flächen gleicher Helligkeit, werden dabei als Äquidensiten bezeichnet. Der Begriff Äquidensiten stammt aus der Fotografie, wo unter Äquidensiten Stellen gleicher optischer Dichte oder Schwärzung einer Bildvorlage zu verstehen sind [72].

Zur elektronischen Erzeugung der Äquidensiten wird auf die ausführlichen Literaturzitate [64 - 66, 73] verwiesen. Die wichtigsten technischen Daten des Farbumsetzers sowie ein Schaltbild sind im Anhang 9.5 enthalten.

4.6. Farbmonitor

Der Farbmonitor (Firma Barco - Electronic, Typ CM 50) steht schließlich zur Fernschilddetrachtung und -auswertung zur Verfügung. Technische Daten siehe Anhang 9.6.

5. Kalibrierung der Strahldichtefelder

Die Helligkeit eines Bildpunktes mit den Koordinaten (x, y) auf dem Monitor entspricht beim vorliegenden Fall einer Flamme der auf dem zugehörigen Detektorelement (x', y') eingestrahlten Strahldichte, wenn man die Photowiderstandsschicht des Vidicons als Detektorraster auffaßt. Unterschiedliche Helligkeiten auf dem Monitor entsprechen aber unterschiedlichen Videospannungssignalen, kurz BA-Signale, d.h. Bildaustast-Signale genannt, die vom Schwarz- bzw. Weißpegel begrenzt werden, siehe Abb. 9.1 im Anhang 9.7.

Die Fernsehkamera kann die dreidimensionale Flamme nur als eine ebene Fläche auf dem Monitor abbilden, das BA-Signal des Monitorbildpunktes (x, y) entspricht daher einem integralen Strahldichtewert des optischen Weges der Flamme. Die optische Weglänge der Flamme muß man sich als eine Linie vorstellen, die senkrecht auf der Monitorebene im Punkt (x, y) steht.

Jeder integrale Strahldichtewert entspricht einer Isotherme, d.h., wenn das Isothermenfeld einer Flamme bekannt ist, kann jedem Strahldichtewert eine Temperatur zugeordnet werden. Da die Strahldichteanzeige, ausgedrückt in % - BA-Signal, relativ ist, muß erst durch Eichung an einem System bekannter Strahldichtefelder, also bekannter Isothermenfelder, eine Temperaturzuordnung vorgenommen werden.

Zur Eichung der Strahldichteanzeige wurden Düsenbrennerflammen unterschiedlicher Brenngas/Luft-Zusammensetzungen erzeugt, deren Isothermenfelder durch örtliche Flammentemperaturmessung mittels Microthermoelementen bestimmt wurden.

5.1. Versuchsanordnung

Abb. 5.1 zeigt die Versuchsanordnung zur Beobachtung der stationären Flamme. Brenner, Kameraobjektiv und Thermoelement sind von einer Abdeckhaube umgeben, die zum einen Fremdluftbewegungen ausschaltet und zum anderen wirklich nur Flammenstrahlung auf das Vidicon einstrahlen läßt.

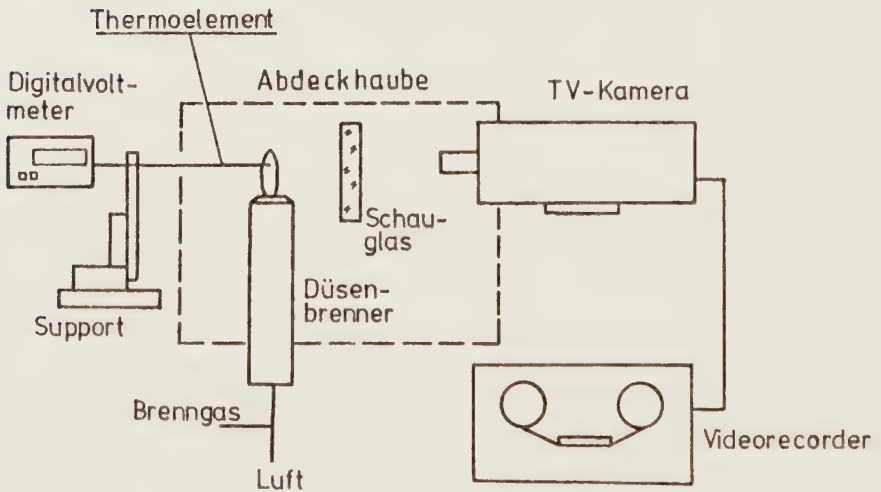


Abb. 5.1 Versuchsanordnung

5.1.1. Düsenbrenner mit Dosiereinheit

Zur Erzeugung der stationären Flamme dient die Düsenbrennerkonstruktion nach Lindow [74], die in Zusammenarbeit mit der zentralen Mechanik-Werkstatt (ZMW) des Fachbereichs Ingenieurwissenschaften der Universität Erlangen gebaut wurde. Der Düsenbrenner ist in Abb. 5.2 dargestellt und besteht aus der Düse D mit doppelt gekrümmtem Düsenprofil, dem Einlaufrohr A zur Ausbildung des laminaren Strömungsprofils und dem Mischer M, der die Homogenisierung des Brenngas/Luft-Gemisches vornimmt. Das engmaschige Drahtnetz N wirkt gleichzeitig als Strömungsgleichrichter und Rückschlagsicherung. Der Brenner ist aus hochwarmfestem Edelstahl gefertigt, dessen Innenflächen poliert wurden. Das Brenngas und die Luft strömen über den Gasanschluß G dem Mischer M zu.

Die Frischgasgeschwindigkeit des Brenngas/Luft-Gemisches wird mittels einer Durchfluß-Meß- und Regelstrecke für Brenngas bzw. Luft konstant gehalten. Die kompletten Dosiereinheiten (Firma Brooks, Frankfurt) bestehen jeweils aus Druckregler (Typ 8601) mit Druckanzeiger, thermischem Massendurchflußmesser (Typ 5835 A) mit Regelventil (Typ 5835 A) und digitaler Durchflußanzeige (Typ 4250) mit Sollwertsteller. Brenngas (0 - 120 NL/h) bzw. Luft (0 - 300 NL/h) wird aus Gasflaschen bereitgestellt.

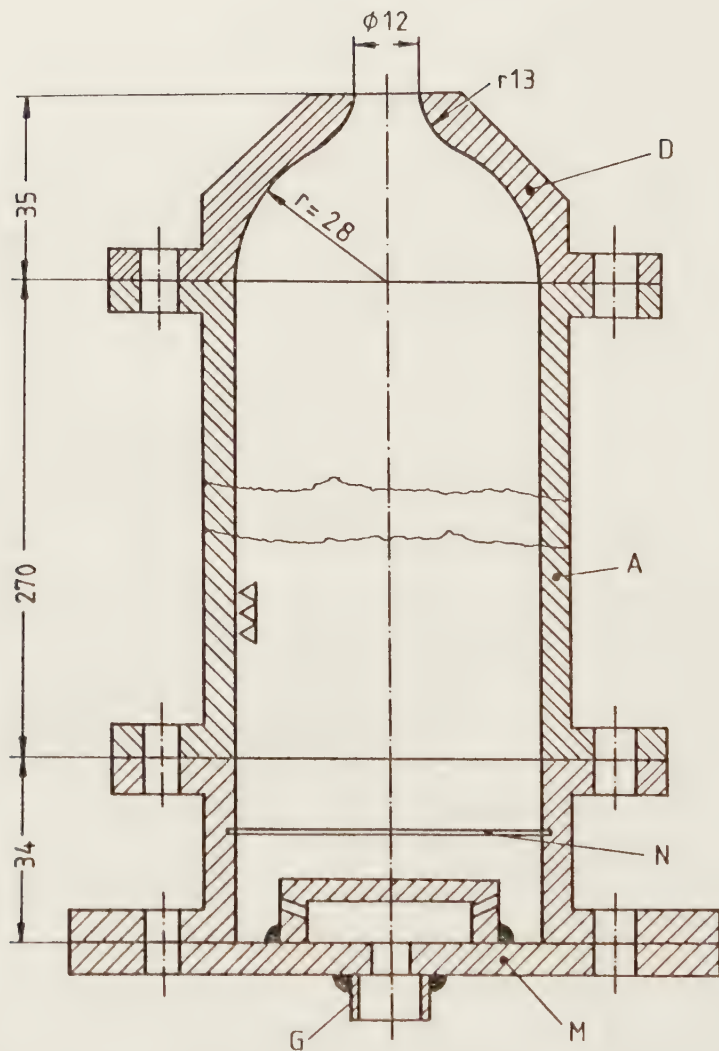


Abb. 5.2 Düsenbrennerkonstruktion nach Lindow [74]:

Maße in [mm]

5.1.1.1. Struktur der Düsenbrennerflamme

Das einer doppelt gekrümmten Mache-Hebra-Düse [75] entsprechende Düsenprofil, Abb. 5.2, erzeugt eine Flammenform, Abb. 5.3, mit folgenden charakteristischen Eigenschaften:

- / rotationssymmetrische Kegelform
- / konstanter Kegelwinkel bei konstanter Frischgasgeschwindigkeit
- / laminare Kernströmungen ebener Geschwindigkeitsverteilung mit geringer Grenzschichtdicke
- / gleiche Flammengeschwindigkeit in allen Punkten der Brennfläche

In Abb. 5.3 erkennt man die Frischgaszone mit ebener Geschwindigkeitsverteilung, die Reaktions- oder Leuchtzone mit Kegelgeometrie und die Nachverbrennungszone. Das ständig in die sogenannte Dunkelzone strömende Frischgas wird durch die in der Reaktionszone freiwerdende Verbrennungswärme, maßgeblich durch Strahlung und Leitung, erwärmt. Die bei CH_4/Luft -Gemischen stark leuchtende Reaktionszone, d.h. Brennfläche, weist die höchsten Temperaturen der Flamme auf und wird von der Nachverbrennungszone umgeben, in der hauptsächlich Rekombinationsvorgänge stattfinden [19,74].

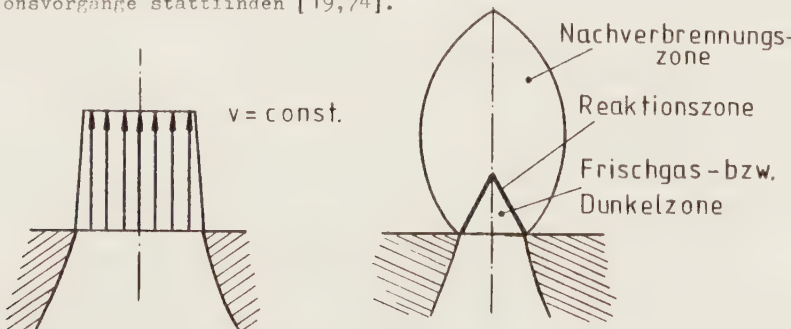


Abb. 5.3 Struktur der Düsenbrennerflamme mit Geschwindigkeitsprofil

5.1.2. Thermoelemente mit Verschiebeeinheit

Pt/PtRh10-Mikrothermoelemente nach der Bauart von Fristrom/Westenberg [19] sind zur Flammentemperaturmessung in CH_4 /Luft-Flammen geeignet, siehe Kapitel 5.2.

Die Pt- bzw. PtRh10 % - Drähte (Firma Goodfellow Metals, Cambridge, Reinheit 99,99 %) wurden nach dem in Abb. 5.4 gezeigten Muster mit einer Miniaturschweißbrennerflamme (Firma Kager, Frankfurt, Typ Water Welder) zu Thermoelementen verschweißt.

Die Verschweißung derart dünner Drähte von 250/125/50/25 μm Durchmesser konnte erfolgreich vorgenommen werden unter Zuhilfenahme eines Stereomikroskops bei 20 - 80-facher Vergrößerung. Dabei ist ein Draht jeweils fest eingespannt, während der andere über einen Manipulator in die drei Raumrichtungen verschiebbar ist [67]. Die Schweißperle der stumpf verschweißten Thermopaare ist im Mittel um $1/6 - 1/7$ dicker als der Drahtdurchmesser selbst.

Die Thermoelementenhalterung wird bei der örtlichen Flammentemperaturmessung auf einer Verschiebeeinrichtung befestigt, die die Verschiebung um 1/100 mm in drei Raumrichtungen ermöglicht.

5.1.3. Ummantelung der Thermoelemente

Die Ummantelung von Pt/PtRh-Thermoelementen erfolgt aus zwei Gründen: Erstens wirkt Pt in einigen Flammen katalytisch und nimmt dadurch eine höhere Temperatur an; zweitens haben PtRh-Legierungen die Eigenschaft, durch Aufnahme von Fremdstoffen wie H_2 oder C, schneller zu verspröden [76,77]. Um mit Sicherheit jeden solchen Effekt auszuschließen, sind die Thermoelemente nach der Methode von Kent [77] mit einer aus Yttrium- und Berylliumoxid bestehenden Schicht überzogen worden.

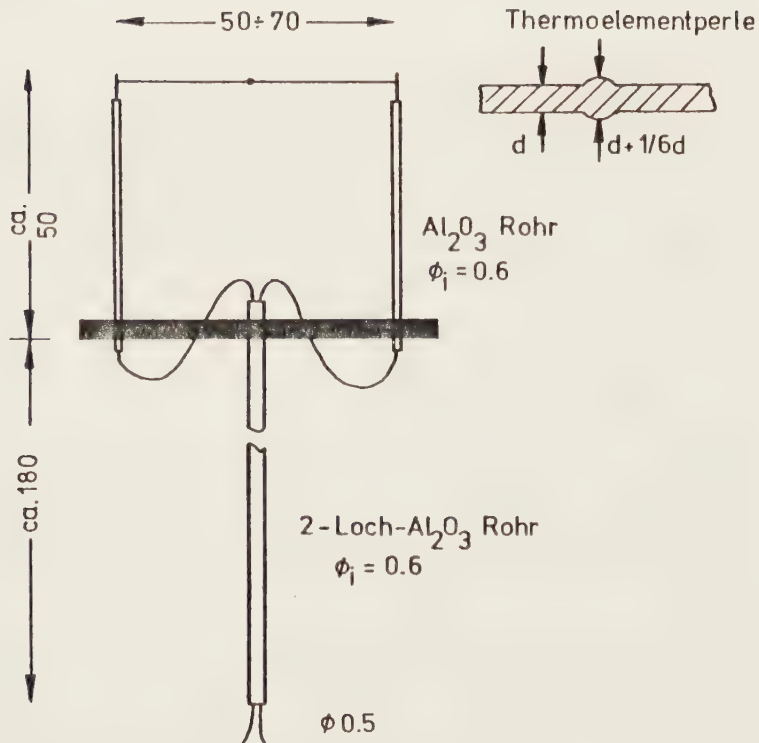


Abb. 5.4 Thermoelement mit Halterung; Querschnitt einer Thermoelementenperle; Maße in [mm]

5.1.4. Thermospannung der hergestellten Thermoelemente

Die hergestellten Thermopaare wurden bezüglich der Thermospannung mit kalibrierten Referenzthermoelementen (Firma Heraeus, Hanau)

- | | |
|---------------|---|
| a) PtRh-EL 18 | 0,5 mm |
| Genauigkeit | 0,3 % bis 1200°C , 0,5 % $> 1200^\circ \text{C}$ |
| b) Ir-IrRh 60 | 0,6 mm |
| Genauigkeit | 0,5 %, mindestens 2°C |

verglichen. Dazu wurde ein Röhrenofen eines Thermoanalysengerätes

(Firma Netzsch, Selb, Typ STA 429) mit Temperatureinstellungen zwischen $20 - 1600^{\circ}\text{C}$, Genauigkeit 1°C , sowie ein Mikrovolt-Digital-Multimeter (Firma Keithly Instrum., München, Typ 177) verwendet. Die Meßergebnisse haben gezeigt, daß zwischen den hergestellten Thermoelementen und den Referenzthermoelementen keine die Genauigkeit der Referenzthermoelemente übersteigende Abweichung auftrat.

5.2. Flammentemperaturmessung

Die Thermoelementenmeßmethode ist eine bewährte Methode zur Bestimmung örtlicher Flammentemperaturen [19 - 31]. Thermoelemente unterschiedlichster Materialien und Drahtdurchmesser wurden dabei zur Flammentemperaturmessung an verschiedenen Flammentypen, wie z.B. Diffusions- oder Vormischflammen benutzt.

Daß mit Thermoelementen Flammentemperaturen genügend genau bestimmt werden können, soll der in Tabelle 5.1 gezeigte Literaturvergleich demonstrieren. In dieser Tabelle sind die von den Autoren ermittelten Fehlergrenzen für die dazugehörigen Temperaturmeßbereiche aufgelistet. Es wurden hauptsächlich Veröffentlichungen berücksichtigt, die zur Temperaturmessung Pt/PtRh-Thermoelemente angewandt haben. Zusätzlich sind aber noch die erzielten Genauigkeiten spektroskopischer Temperaturmeßverfahren enthalten.

Die Übersicht zeigt deutlich, daß mit dünnen Thermoelementen sehr genau gemessen werden kann, wenn, wie bei allen Autoren, die gemessene Flammentemperatur bezüglich Strahlungsverluste korrigiert wird. Der mit durchschnittlich ($\pm 4\%$) oder geringer anzugebende Meßfehler kann als bescheiden angesehen werden.

Die optischen Temperaturmeßmethoden sind zwar genauer, aber entsprechend aufwendiger in Meßtechnik und Auswertung.

Jahr/ Zitat	Brennstoff/ Oxidator I. = Luft	Flammentyp	Thermoelement- Art	Durchmesser [μm]	optische Meßmethode	Fehler [%]	Temperatur- meßbereich [K]
1956,30	CH_4/L u.a.	Flachflamme	Pt-PtRh 10	12,5		± 3	bis 1550
1970,22	"	vorgemischte Flamme	"	100/200/300		< 5	bis 2000
1977,43	"	Diffusions- flamme	"	130		± 4	400-1800
1978,28	"	"	Pt-PtRh 20	keine Ang.		± 2	bis 1500
1979,26	" u.a.	vorgemischte Flamme	Pt-PtRh 13	25/125		$\pm 3,5$	bis 2000
1964,78	Stadtgas/L	turb.Diff.- Flamme	Pt-PtRh	500/1000/1500		± 3	bis 1900
1974,27	"	Diff.-Fl.+ vorgem.Fl.	6 RhPt - 30 RhPt	40/100		± 2	bis 1900
1964,21	Heizöl/L	Diff.-Fl.	Pt-PtRh 10	> 300		± 2	bis 1000
1968,23	Heißluft	-	Pt-PtRh	50/100/200/ 300		± 3	bis 2200
1976,31	Brenngas/L	Gasturbine	Pt-PtRh 10 6RhPt-30RhPt	76		< 5	bis 2000
1970,77	H_2/L	Diff.-Fl.	Pt-PtRh 10 ummantelt	120		$\pm 1,5$	bis 2000
1975,24	"	vorgem. Fl.	Pt-PtRh 13	100/300/500		± 3	bis 1800
1977,25	$\text{H}_2/\text{O}_2/\text{N}_2$	"	Ir-IrRh 60	13/25/51		$\pm 1,5$	bis 1800
1953,29	$\text{C}_3\text{H}_8/\text{L}$	"	Pt-PtRh 10	5		± 3	bis 1500
1965,46	$\text{C}_2\text{H}_2/\text{O}_2$	"			Umkehrmeth.	± 1	bis 2000
1970,22	CH_4/L	"			"	± 1	bis 2000
1975,39	Plasma	Plasmafl.			"	± 1	bis 5000
1977,25	$\text{H}_2/\text{O}_2/\text{N}_2$	vorgem. Fl.			"	$\pm 1,75$	bis 2000
1973,55	CH_4/L	Explosionsfl.			spektrosk. Methode	$\pm 4,5$	bis 2200
1976,42	$\text{C}_3\text{H}_8/\text{O}_2$	vorgem. Fl.			Laser-Raman	± 3	bis 2800
1979,26	CH_4/L	"			Laser-Raman	$\pm 3,5$	bis 2000
1979,45	$\text{C}_3\text{H}_8/\text{L}$	"			Anti-Stokes- Raman	± 2	bis 2600

Tabelle 5.1 Vergleich von Literaturdaten über die Genauigkeit von Temperaturmeßmethoden zur Bestimmung von Flammentemperaturen

5.2.1. Thermoelementenmethode

Im stationären Zustand nimmt ein Thermoelement in der Flamme an jedem Ort eine Temperatur an, die aus dem Gleichgewicht der dem Thermoelement zugeführten und vom Thermoelement abgegebenen Wärmeströme resultiert [20]:

$$\dot{Q}_K + \dot{Q}_{Kat} - \dot{Q}_L - \dot{Q}_{Str} = 0 \quad (5.1)$$

Dabei bedeuten

$\dot{Q}_K$	von der Flamme an das Thermoelement konvektiv übertragener Wärmestrom
$\dot{Q}_{Kat}$	durch katalytische Effekte am Thermodraht freigewordener Wärmestrom
$\dot{Q}_L$	durch Leitung entlang den Haltedrähten der Thermoperle abgeführter Wärmestrom
$\dot{Q}_{Str}$	durch Festkörperstrahlung des Thermoelements mit der Umgebung ausgetauschter Wärmestrom

Durch günstiges Ausrichten des Thermoelements, d.h. Anordnung der Zuführungsdrähte quer zur Strömungsrichtung und in Richtung eines möglichst geringen Temperaturgradienten, wird $\dot{Q}_L \approx 0$ [17,20,21]. Die katalytischen Effekte werden vermieden, $\dot{Q}_{Kat} \approx 0$, indem man die Thermoelemente ummantelt, siehe Kap. 5.1.3., so daß aus Gl. (5.1) schließlich Gl. (5.2) erhalten wird.

$$\dot{Q}_K - \dot{Q}_{Str} = 0 \quad (5.2)$$

Stellt man zudem während des Meßvorgangs sicher, daß das Thermoelement quer angeströmt wird, dann kann man die Gesetzmäßigkeiten für den konvektiven Wärmeübergang an querangeströmten Zylindern anwenden. Die maßgebliche Kennzahl hierfür ist die Nusselt-Zahl Nu ,

die in diesem Fall unter anderem vom Drahtdurchmesser, der Gasgeschwindigkeit und den physikalischen Eigenschaften der Gase bestimmt wird [22,79].

Die durch Strahlung ausgetauschte Wärmemenge, für die die Gesetze der Festkörperstrahlung gelten, Gl. (3.1 - 3.7), hängt von den herrschenden Draht-, Flammen- und Wandtemperaturen, sowie von der Drahtdicke und dem Emissionsgrad des Thermoelementenmaterials ab.

5.2.1.1. Zwei-Fühler-Methode von Ključnikov [22]

Bringt man nacheinander an die gleiche Stelle der Flamme zwei Thermoelemente unterschiedlicher Durchmesser, dann kann auf Grund von Ähnlichkeitsbetrachtungen über den Wärmeübergang an beiden Thermoelementen die wahre Temperatur T_w , Gl. (5.3), berechnet werden. T' steht für die Temperatur des dünneren Thermoelements.

$$T_w = T'' + D \cdot T' \cdot \left(A \cdot \frac{T_w}{T'} + 1 - \frac{T''}{T'} \right) \quad (5.3)$$

$$\text{mit } A = \left[1 - \left(\frac{T''}{T'} \right)^4 \right] \cdot \frac{\epsilon \cdot \sigma \cdot (T')^3 \cdot d'}{\lambda' \cdot \text{Nu}'} \quad (5.4)$$

$$\text{und } D = \left[1 - \left(\frac{d'}{d''} \right)^{1-m} \right] \quad (5.5)$$

Das Besondere an Gl. (5.3) ist, daß T_w nur iterativ errechenbar ist. Zur Berechnung der Nu' -Zahl kann je nach Gültigkeitsbereich, Tab. 5.2, eine der angegebenen Korrelationsbeziehungen, Gl. (5.6 - 5.8) Anwendung finden [22,79], wobei die Stoffwerte auf die höhere gemessene Temperatur T' bezogen werden.

$$Nu' = 0,315 + 0,42 \cdot Re^{0,52} \cdot \left(\frac{T'}{T_w} \right)^{0,3} \quad (5.6)$$

$$Nu' = 0,9645 \cdot Re^{0,33} \cdot Pr^{0,31} \cdot \left(\frac{T'}{T_w} \right)^{0,0825} \quad (5.7)$$

$$Nu' = 0,75 \cdot (Re \cdot Pr)^{1/3} \quad (5.8)$$

Gleichung	Gültigkeitsbereich	Zitat
(5.6)	$0,1 < Re < 2000 \quad dp/d=1, L/d = 1$	22
(5.7)	$0,4 < Re < 4$	79
(5.8)	$Re < 1$	79

Tabelle 5.2 Gültigkeitsbereich der Nu' -Korrelationen
Gl. (5.6 - 5.8)

5.2.1.2. Zwei-Fühler-Methode von Fischer [23]

Verwendet man zur Temperaturmessung, ebenso wie bei Ključnikov, zwei Thermoelemente mit unterschiedlichen Drahtdurchmessern aus gleichen Werkstoffen, so ergibt sich die wahre Temperatur bei gleichen Emissionskonstanten der Thermoelemente mit Gl. (5.9). T' bedeutet wiederum die mit dem dünneren Thermoelement gemessene höhere Temperatur.

$$T_w = T' + \frac{T' - T''}{\left[\left(\frac{\alpha'}{\alpha''} \right) \cdot \left(\frac{(T'')^{l_t} - T_u^{l_t}}{(T')^{l_t} - T_u^{l_t}} \right) \right] - 1} \quad (5.9)$$

Aus Gl. (5.7) bzw. (5.8) folgt mit

$$Re = \frac{u \cdot d}{\nu} \quad (5.10)$$

$$Pr = \frac{c_p \cdot \eta}{\lambda} \quad (5.11)$$

für das Verhältnis der Wärmeübergangszahlen

$$\frac{\alpha'}{\alpha''} = \left(\frac{d'}{d''} \right)^{0,33} \cdot \left(\frac{T'}{T''} \right)^{0,0825} \quad (5.12)$$

bzw.
$$\frac{\alpha'}{\alpha''} = \left(\frac{d'}{d''} \right)^{1/3} \quad (5.13)$$

Die Stoffwerte sind ebenfalls wieder auf die höhere Temperatur T' bezogen. Zur Berechnung der wahren Temperatur müssen also lediglich die Temperaturen T' bzw. T'' sowie die Thermoelementdurchmesser d' bzw. d'' bekannt sein.

5.2.1.3. Graphische Methode

Fischer [23] gibt auch eine graphische Extrapolationsmethode zur Flammentemperaturbestimmung an. Wiederum werden Thermoelemente gleicher Materialien aber unterschiedlichen Durchmessers an den gleichen Meßort gebracht. Die graphische Auswertung besteht dann darin, die Temperatur - Durchmesser - Funktion auf den Drahtdurchmesser Null zu extrapolieren. Grenzen sind diesem Verfahren dadurch gesetzt, daß Thermopaare mit $d < 50 \mu m$ sehr schwierig herzustellen sind, und daß durch die Gefahr des Knickens und Reißens der Einsatz erschwert wird.

5.3. Meßergebnisse der Thermoelementenmessungen

5.3.1. Versuchsbedingungen

Zur Flammentemperaturmessung wurden die Pt/PtRh10-Mikrothermoelemente mit 250/125/50/25 μm -Durchmesser angewandt. Die Untersuchungen erfolgten an vorgemischten CH_4 /Luft-Düsenbrennerflammen (CH_4 Reinheit 99,95 %, Fa. L'Air Liquide, Düsseldorf; Preßluft der Fa. Linde, Nürnberg) mit den in Tabelle 5.3 zusammengefaßten Versuchsbedingungen.

Anzumerken ist noch, daß nackte Pt/PtRh10-Thermopaare nur zur Messung in der Nachverbrennungszone und ummantelte Thermopaare nur zur Messung in der Vorwärm- und Reaktionszone eingesetzt wurden.

[Vol.-%] $-\text{CH}_4$ in Luft	7,79	8,12	8,96	9,11
Frischgastemperatur [$^{\circ}\text{C}$]	20	20	20	20
Ausgangsdruck [bar]	1	1	1	1
Gemischvolumenstrom [NL/h]	329,89	331,09	334,14	334,69
Düsendurchmesser [mm]	12,00	12,00	12,00	12,00

Tabelle 5.3 Versuchsbedingungen

5.3.2. Meßergebnisse

Repräsentativ für gemessene axiale Temperaturprofile sind die dargestellten Abbildungen 5.5 - 5.8. Dabei zeigen Abb. 5.5, 5.7 und 5.8, die mit nackten Thermoelementen gemessenen Profile, die die

Temperaturen in der Nachverbrennungszone gut wiedergeben, während in der Frischgas- bzw. Reaktionszone Falschanzeigen registriert wurden. Die ummantelten Thermoelemente zeigen dagegen die wahren Verhältnisse in der Vorwärm- bzw. Reaktionszone, Abb. 5.6, und registrieren zu geringe Temperaturen in der Nachverbrennungszone. Abb. 5.5 zeigt sehr deutlich den Einfluß des Drahtdurchmessers auf die Temperaturanzeige. Der Unterschied in der Temperaturanzeige beträgt bei Thermoelementen mit 25 bzw. 250 μm Drahtdurchmesser durchschnittlich 200°C .

5.4. Strahlungskorrigierte Meßergebnisse

5.4.1. Zwei-Fühler-Methode von Ključnikov

Um die Ključnikov-Methode [22] anwenden zu können, müssen Stoffdaten, wie Wärmeleitfähigkeit, Dichte, dynamische Zähigkeit und spezifische Wärme, des Verbrennungsgasgemisches bekannt sein. Die Gemischdaten wurden unter der Annahme der vollständigen Verbrennung des CH_4/Luft -Gemisches zu H_2O und CO_2 ermittelt. Ausgehend von den tabellierten Stoffdaten der reinen Komponenten O_2 , CO_2 , H_2O , N_2 [79,80,81] wurden dann die Gemischstoffdaten mit der allgemeinen Gl. (5.14) berechnet, wobei sich ergab, daß sie im Vergleich zu berechneten Gemischdaten nach Reid u. a. [82] nicht mehr als $\pm 1,5\%$ von diesen abweichen.

Für den Gesamtemissionsgrad ϵ_{Th} des Thermoelements wurde die Gl. (5.15) von Sato [24] verwendet.

$$A_M = \sum_{i=1}^n A_i \cdot x_i \quad (5.14)$$

$$A_i: \lambda_i, \rho_i, c_{p,i}, \eta_i \quad n = 4 \text{ (} \text{H}_2\text{O, CO}_2, \text{N}_2, \text{O}_2 \text{)}$$

$$\epsilon_{\text{Th}} = 9,6 \cdot 10^{-5} \cdot T [^{\circ}\text{C}] + 0,056 \quad (5.15)$$

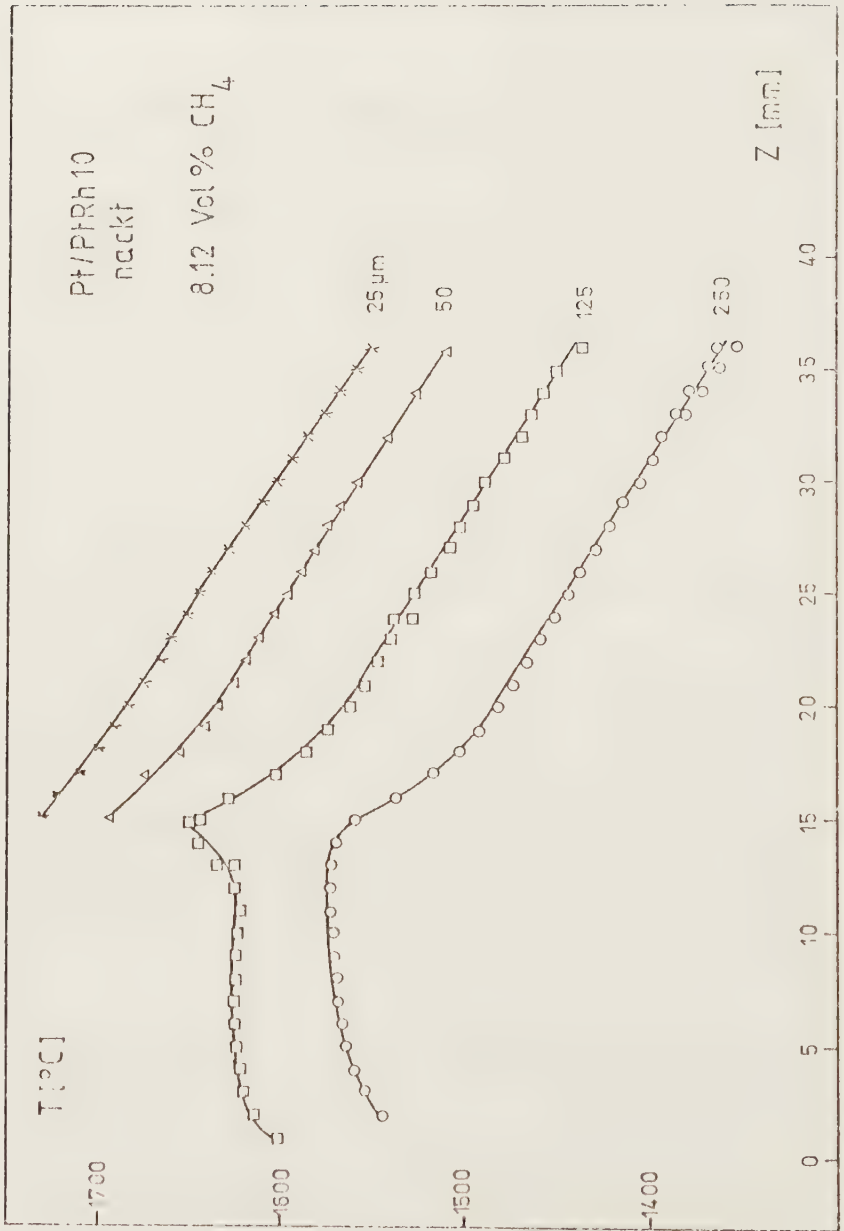


Abb. 5.5 Gemessene axiale Flammentemperaturprofile mit nackten Pt-PtRh10-Thermoelementen

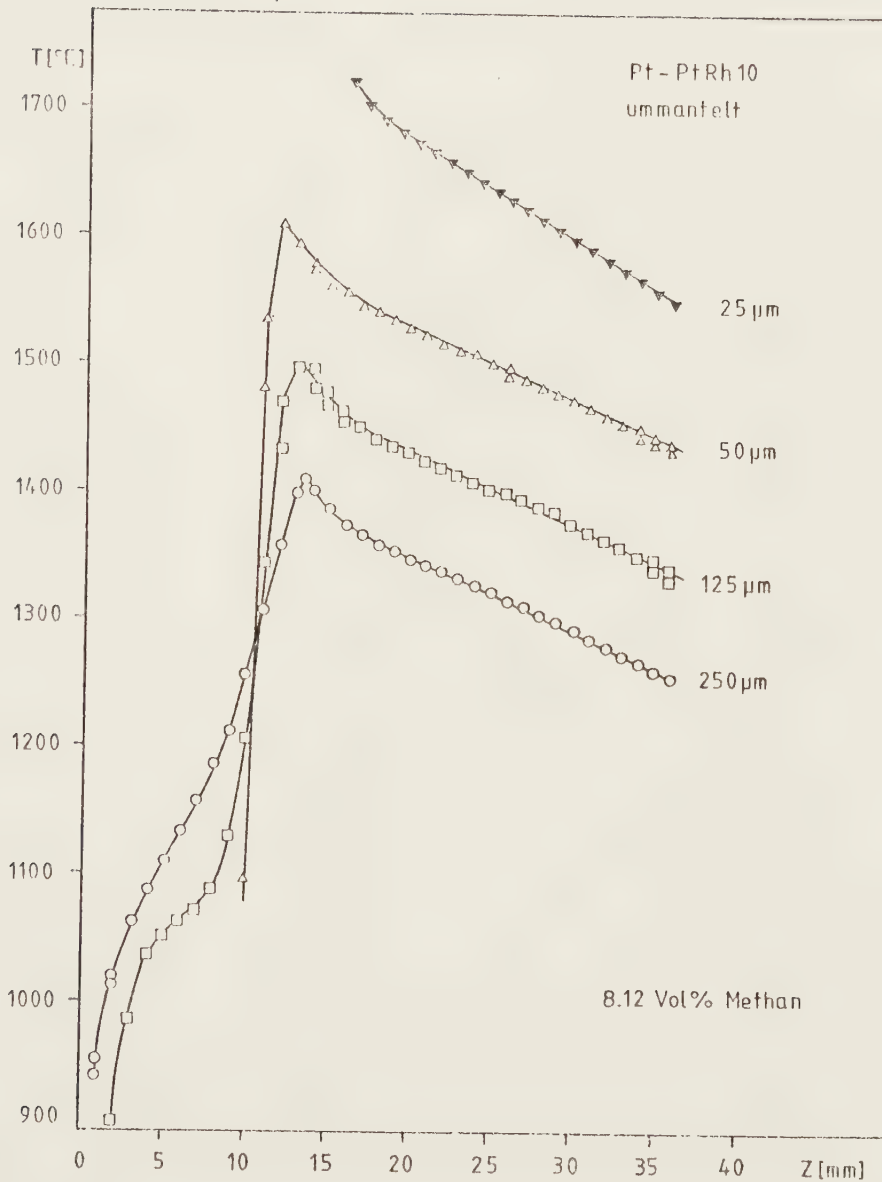


Abb. 5.6 Gemessene axiale Flammentemperaturprofile mit ummantelten Pt-PtRh10-Thermoelementen

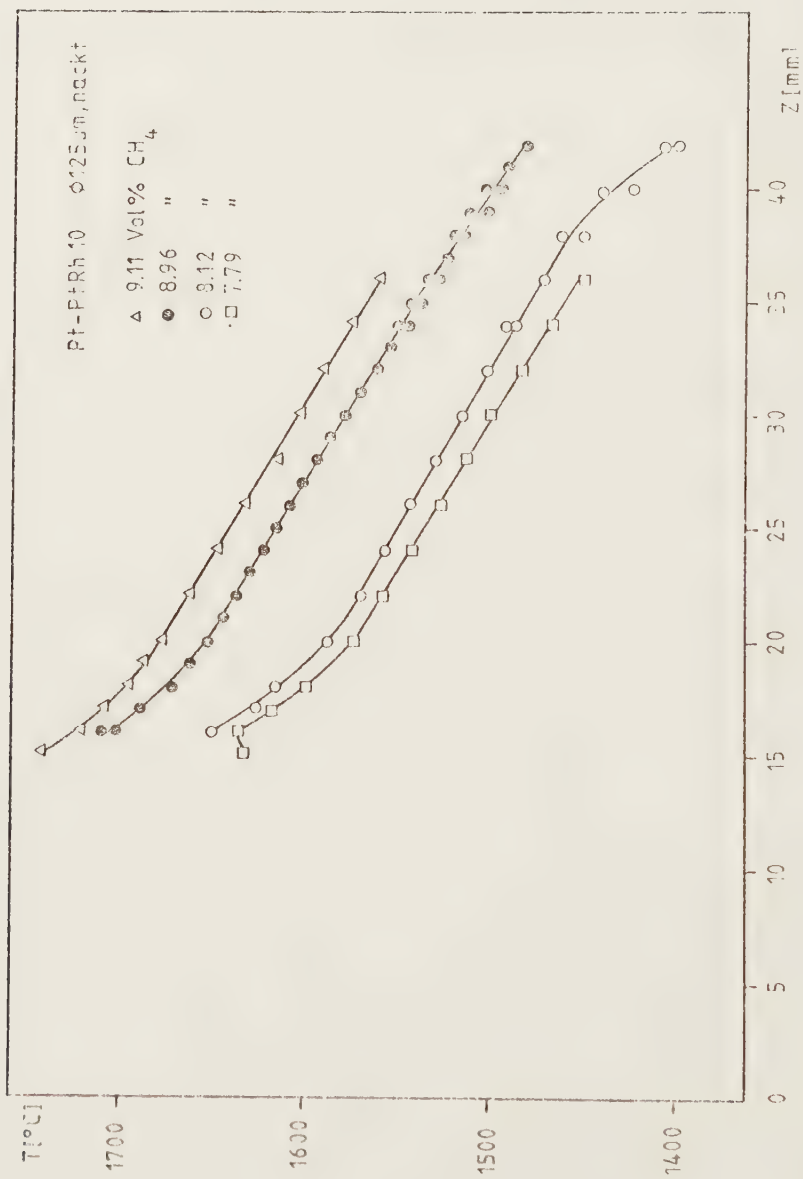


Abb. 5.7 Gemessene axiale Flammentemperaturprofile in Abhängigkeit der Brennstoff/Luft-Zusammensetzung

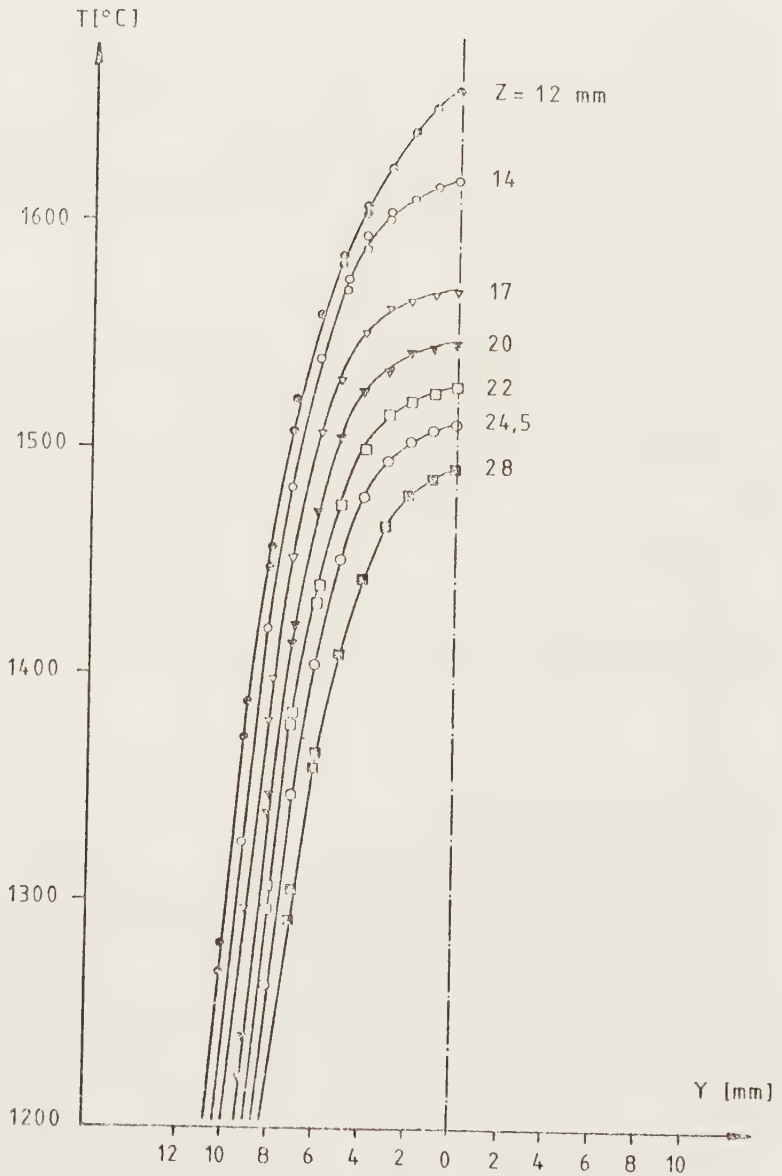


Abb. 5.8 Gemessene radiale Flammentemperaturprofile einer 8.12-volumprozentigen CH_4 /Luft-Flamme in verschiedenen Höhen, $Z = \text{const.}$; nackte Pt-PtRh10-Thermoelemente mit $\phi 125 \mu\text{m}$

Da die Flammentemperaturen mit Thermoelementen von 25, 50, 125, 250 μm Drahtdurchmesser gemessen wurden, gibt es natürlich verschiedene Kombinationsmöglichkeiten zur Berechnung der wahren Temperatur. Das gleiche gilt auch für die Nu' -Beziehungen. Die berechneten wahren Flammentemperaturen sind im Vergleich mit der Fischer-Methode in Abb. 5.9 eingezeichnet.

Die Ključnikov-Methode liefert für gleiche Thermoelementpaarungen, 50 und 125 μm und ähnliche Nu' -Korrelationen, Gl. (5.7, 5.8), sehr gut übereinstimmende Temperaturen. Im Vergleich dazu ergibt die Paarung 125 und 250 μm mit der Nu' -Gleichung (5.6) stark abweichende Ergebnisse, besonders in der Nähe der Reaktionszone. Diese Abweichungen sind nicht allein auf die verschiedenartigen Nu' -Gleichungen zurückzuführen, sondern hängen vor allem von der gewählten Paarung der Thermoelementdurchmesser ab. Bei den Auswertungen hat sich ergeben, daß die Paarung so gewählt werden sollte, daß das Durchmesser Verhältnis der beiden Thermoelemente $d''/d' > 2$ ist [23].

5.4.2. Zwei-Fühler-Methode von Fischer [23]

Ausgehend von Gl. (5.9) kann man sowohl für die Nu' -Gleichungen (5.7, 5.8) als auch für verschiedene Thermoelement-Paare die korrigierten Temperaturen ermitteln, ohne den Emissionsgrad des Thermoelements und die Stoffdaten des Verbrannten zu kennen.

Die in Gl. (5.9) zu berücksichtigende Umgebungstemperatur T_U wurde gemessen, hat aber in den Grenzen $T_U = 320 \pm 30$ K keine Beeinflussung des errechneten Temperaturwertes zu Folge. Die errechneten Temperaturen sind für verschiedene Thermoelementpaarungen in Abb. 5.9 dargestellt. Vergleicht man die korrigierten Meßwerte für die Paarungen $125/50 = 2,5$, $250/50 = 5$ und $125/25 = 5$, dann weichen die Werte nur um $\Delta T = 40^\circ \text{C}$ voneinander ab.

In weiteren durchgeführten Versuchen wurden deshalb besonders die Paarungen 125/50 und 250/50 zur Auswertung herangezogen, weil übereinstimmend mit Fischer [23] das Verhältnis der Drahtdurchmesser $d'/d > 2$ sein sollte, um befriedigende Übereinstimmung zu erzielen.

Die mit dem Thermoelement von 50 μm Durchmesser gemessenen Temperaturen sind in Abb. 5.10 gegen die korrigierte Temperatur T_w aufgetragen. Die eingezeichneten Fehlergrenzen, symmetrisch zu den Mittelwerten, zeigen, daß sich fast alle Werte innerhalb des $\pm 5\%$ - Fehlerbereichs befinden. Für die 50 bzw. 125 μm dicken Thermoelemente gelten daher die linearen Korrekturgleichungen (5.16) bzw. (5.17).

$$T_w = 1,15 \cdot T_{125} - 35,2^\circ \text{ C} \quad (5.16)$$

$$T_w = 1,19 \cdot T_{50} - 175,5^\circ \text{ C} \quad (5.17)$$

5.4.3. Graphische Methode

Trägt man, wie in Abb. 5.11, die Temperatur-Drahtdurchmesser auf, dann nehmen die Temperaturen mit kleiner werdendem Drahtdurchmesser ab, eine Extrapolation auf den Drahtdurchmesser Null ist aber nicht möglich oder aber mit großen Fehlern behaftet. Werden allerdings die nach der Fischer-Methode ermittelten korrigierten Temperaturen, mit Kreisen gekennzeichnet, eingetragen, dann kann doch nachträglich eine Extrapolation durchgeführt werden.

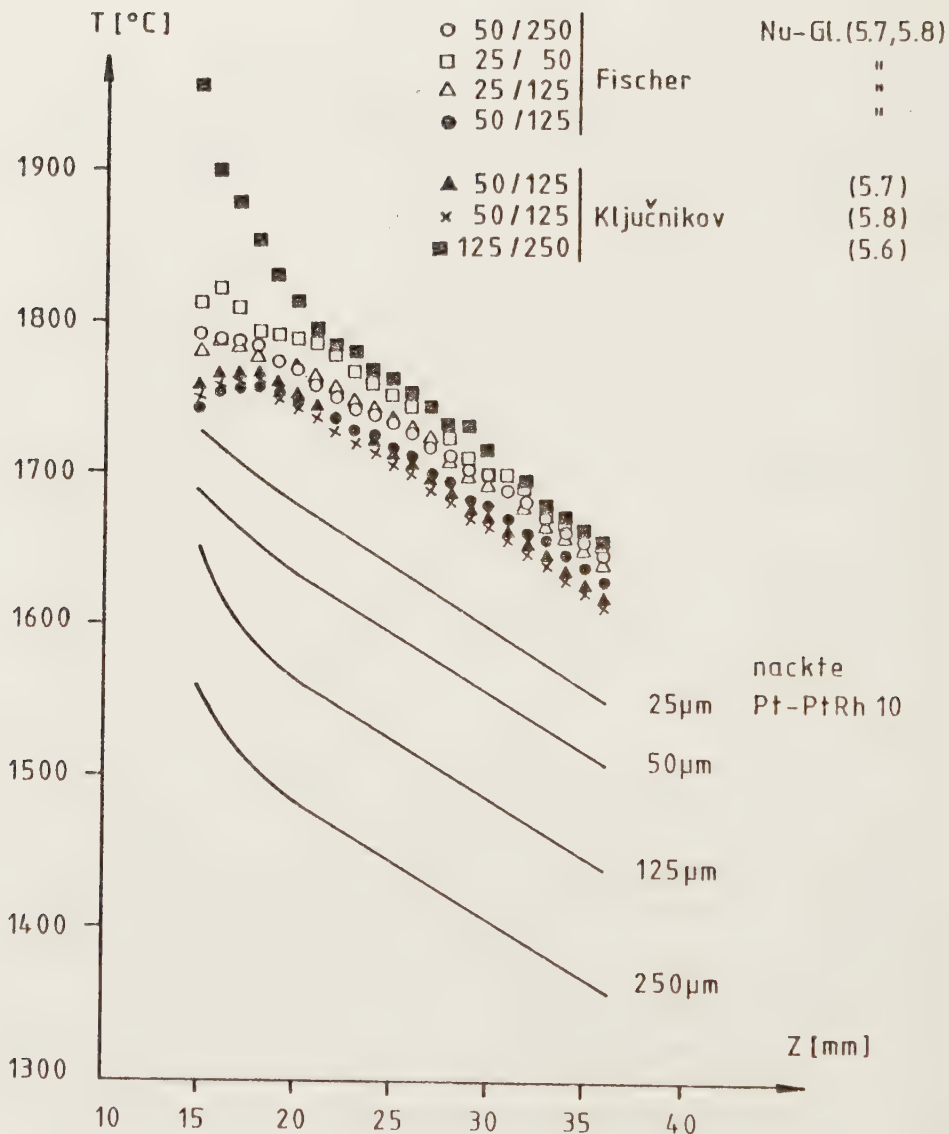


Abb. 5.9 Korrigiertes axiales Flammentemperaturprofil nach der Fischer- bzw. Ključnikov-Methode am Beispiel einer 8.12-vol.-prozentigen CH_4 /Luft-Flamme

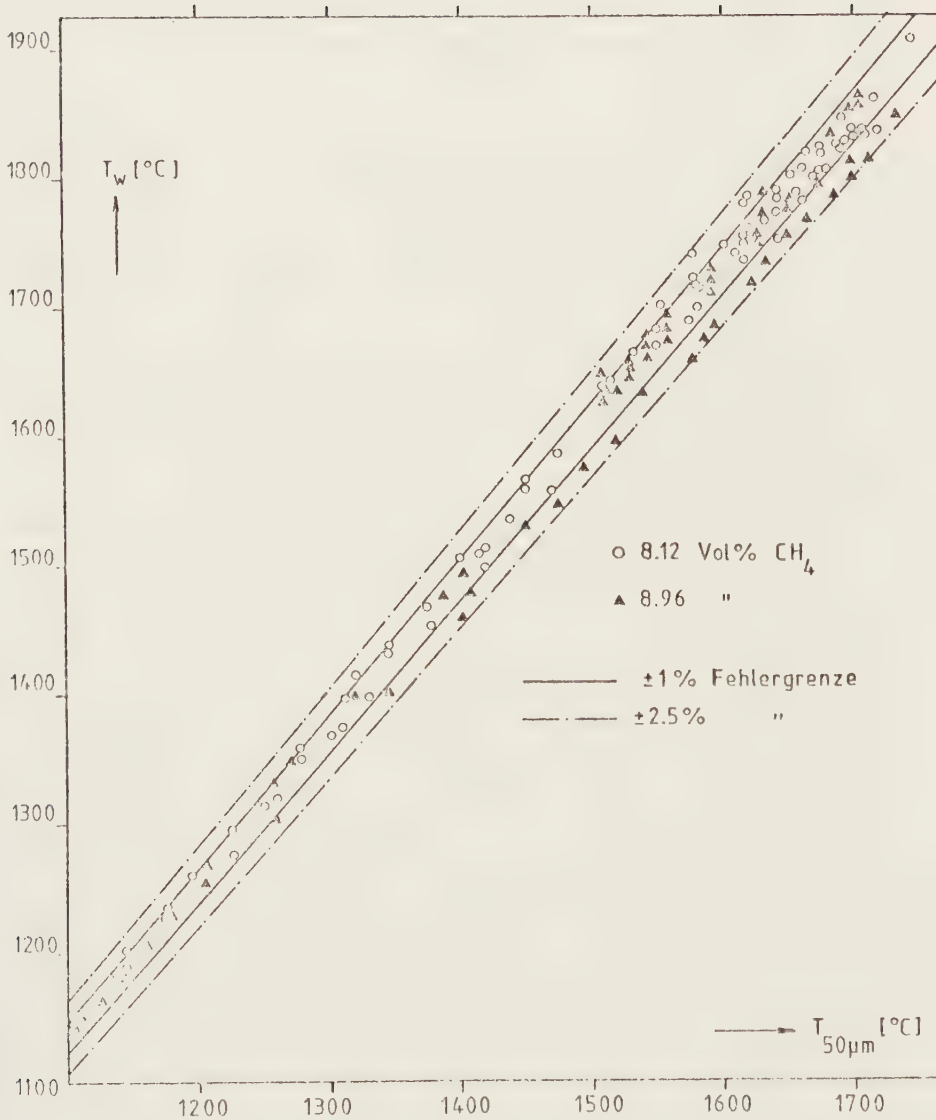


Abb. 5.10 Berechnete "wahre" Flammentemperatur als Funktion der gemessenen Flammentemperatur (Pt-PtRh10, ϕ 50 μm)

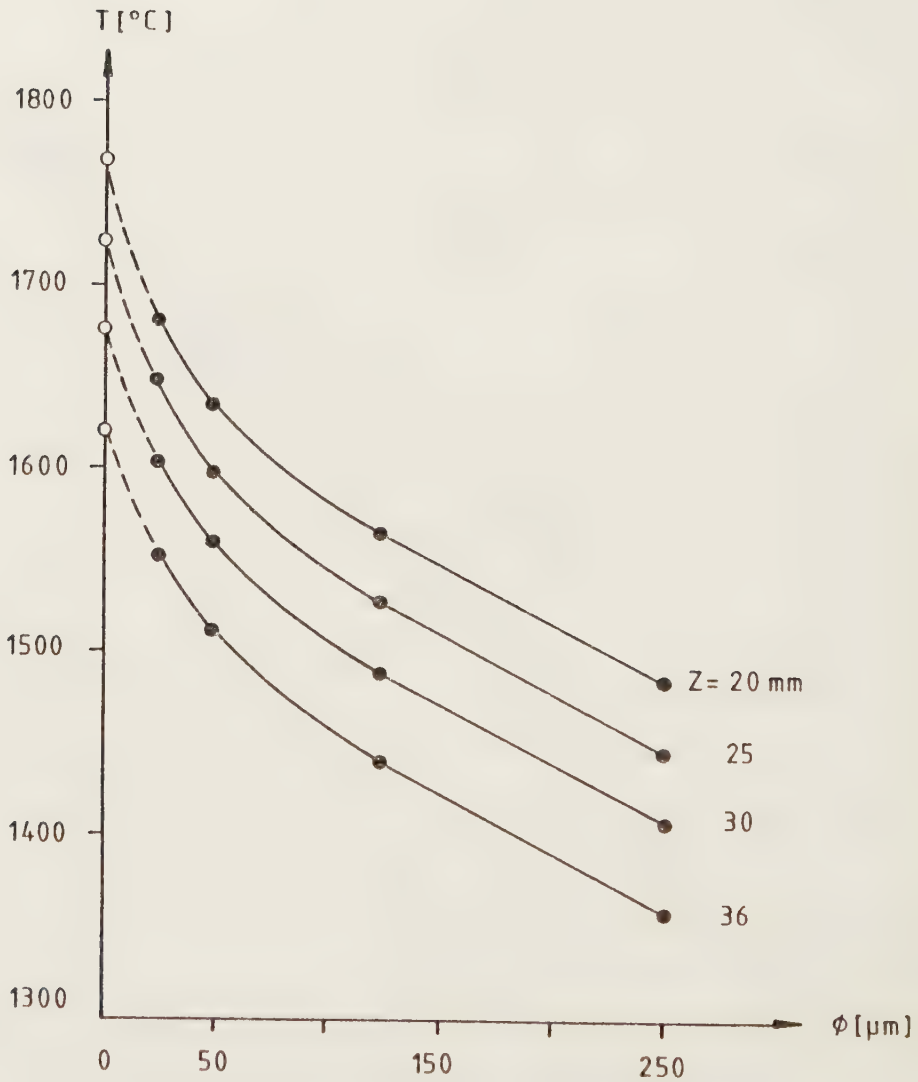


Abb. 5.11 Gemessene scheinbare Abhängigkeit der Flammentemperatur vom Drahtdurchmesser der nackten Pt-PtRh10-Thermoelemente am Beispiel 8.12-vol.-%-ige CH_4 /Luft-Flamme

5.4.4. Strahlungskorrigierte Isothermenfelder

Über die linearen Korrekturgleichungen (5.16) bzw. (5.17) erhält man aus verschiedenen gemessenen axialen und radialen Temperaturprofilen die in Abb. 5.12, 5.13 vergrößert dargestellten korrigierten Isothermenfelder. Für eine Abbildung sind insgesamt ca. 1000 Thermoelementmeßwerte zweier Thermoelemente erforderlich.

Die Abbildungen zeigen, daß mit zunehmendem Brenngasgehalt die Temperaturen nach innen hin steigen, d.h. daß der radiale Temperaturgradient zunimmt. Um die Übersichtlichkeit zu wahren, ist jeweils nur eine Auswahl von Isothermen in den Abbildungen enthalten.

Charakteristisch für die Düsenbrennerflamme ist, daß brenngasreiche Gemische stumpfe Kegelform und breite Nachverbrennungszone, brenngasarme Gemische dagegen spitze Kegelform und schlanke Nachverbrennungszone aufweisen.

Abschließend zum Kapitel Thermoelementenmeßmethode noch einige kritische Bemerkungen zur Genauigkeit des Meßverfahrens selbst. Wiederholungsmessungen ergaben, daß unkorrigierte Flammentemperaturen mit einem relativen Fehler von maximal $\pm 2\%$ behaftet sind. Der Fehler nimmt außerhalb der Nachverbrennungszone, d.h. im sogenannten Diffusionsbereich, sogar Werte von $\pm 4\%$ an. Durch die Fehlerfortpflanzung bei der Ermittlung der wahren Flammentemperatur ergeben sich schließlich relative Fehler von $\pm 3,5\%$ bzw. $\pm 5\%$, wenn man die in Abb. 5.10 eingezeichneten $\pm 1\%$ - bzw. $\pm 2,5\%$ -Fehlergrenzen zugrundelegt.

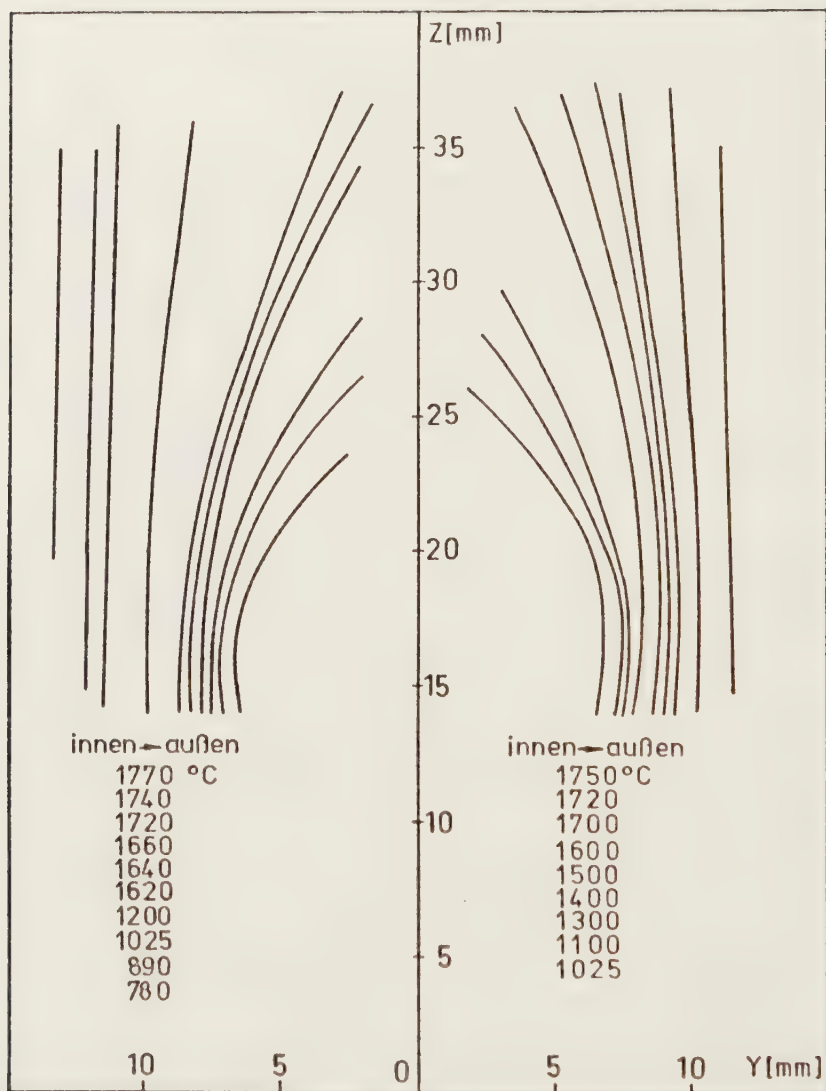


Abb. 5.12 Strahlungskorrigiertes Isothermenfeld einer 8.12-vol.-%igen CH_4 /Luft-Flamme

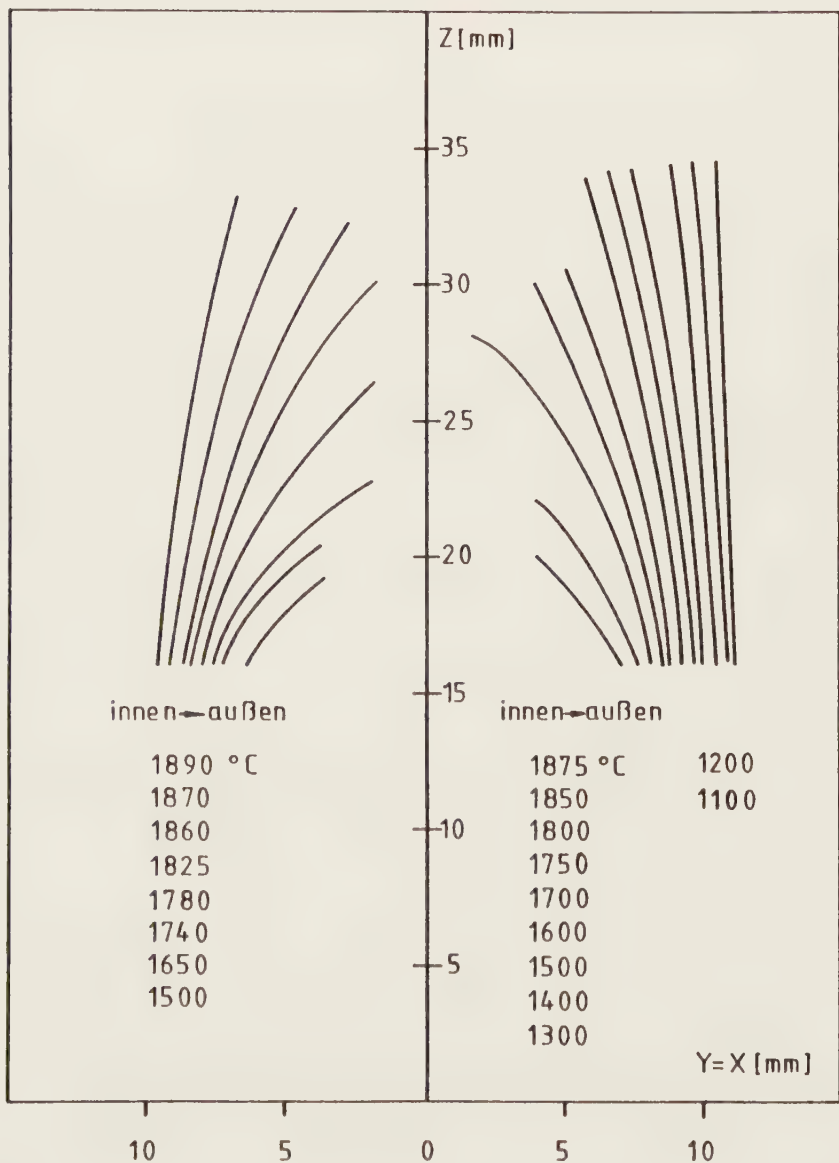


Abb. 5.13 Strahlungskorrigiertes Isothermenfeld einer 8.96-vol.-%-igen CH_4 /Luft-Flamme

5.5. Zusammenhang zwischen Äquidensiten und Isothermen

Wie zu Beginn des 5. Kapitels dargestellt wurde, können die Strahlungsgrößen der Düsenbrennerflamme nicht allein aus den Oberflächeneigenschaften der Flamme erklärt werden, sondern ergeben sich aus dem Zusammenwirken aller Volumenelemente der Flamme.

Eine mit dem elektronischen Farbumsetzer sichtbar gemachte Strahldichtelinie, im weiteren als Äquidensite bezeichnet, entspricht, wie bereits dargestellt, einer bestimmten BA-Signalgröße und stellt eine Summe von Einzelstrahldichten dar, die durch die Temperaturfunktion entlang des optischen Weges bestimmt wird.

Zur Verdeutlichung der in den folgenden Abschnitten beschriebenen Temperaturzuordnungsverfahren soll Abb. 5.14 beitragen, die in der oberen Hälfte die schematische Darstellung des Äquidensitenfeldes und in der unteren Hälfte das Temperaturprofil X - Y der Düsenbrennerflamme zeigt.

Wichtigste Voraussetzung für die Anwendbarkeit der Zuordnungsverfahren ist, daß sich die Düsenbrennerflamme stationär verhält, d.h. daß die Schwankungsgrößen T^* , Temperatur, und I^* , Strahldichte, vernachlässigbar klein sind.

$$T^* \ll T \quad (5.18)$$

$$I^* \ll I \quad (5.19)$$

Flammentemperaturmessungen mit 25 μm dünnen Pt/PtRh10-Thermoelementen, die etwa 10 msec Ansprechzeit aufweisen, und ebenso schlierenoptische Kurzzeit-Aufnahmen [83] mit $1/60 \div 1/250$ sec Belichtungszeit haben ergeben, daß die Bedingungen (5.18) bzw. (5.19) gültig sind.

5.5.1. Meßergebnisse der Äquidensitzenzuordnung: Gesamtstrahl- dichte - Isotherme

Die auf Videobändern gespeicherten relativen Gesamtstrahldichtefelder der Düsenbrennerflamme wurden mit Hilfe der in Abschnitt 3.3.3. bzw. 4.5. beschriebenen elektronischen Äquidensitometrie in farbige Äquidensitenfelder umgesetzt und direkt mit den Isothermenfeldern der Flamme verglichen. Aus diesem Vergleich ergaben sich %-BA-Signal/Temperatur- oder anders ausgedrückt, rel. Gesamtstrahldichte/Temperatur-Abbildungen.

Die Meßergebnisse variierteter Versuchsbedingungen, wie Einfluß von Brenngasgehalt, Blendeneinstellung, Vergrößerungsmaßstab, IR-Filter und Vidiconart auf die Äquidensitenfolge, sind in den folgenden Abschnitten enthalten.

5.5.1.1. Einfluß der Brenngas/Luft-Zusammensetzung

Abb. 5.15 läßt erkennen, daß die Brenngas/Luft-Zusammensetzung keine Veränderung der Äquidensitenlage verursacht, d.h. eine Flammentemperatur von z.B. 1500°C erzeugt in einer 8,12 bzw. 8,96 Vol.-% CH_4 /Luft-Flamme jeweils das gleiche %-BA-Signal. Die Abweichungen sind im gesamten Temperaturbereich innerhalb der Fehlertoleranz der Temperaturmeßgenauigkeit.

5.5.1.2. Einfluß der Kamerablende

Wie zu erwarten war, ergaben sich für verschiedene Blendenwerte verschiedene Kurvenverläufe, die in Abb. 5.16 dargestellt sind. Die Kurve für Blende 16 verläuft parallel zur Kurve für Blende 22,

wobei der größere Blendenwert die größeren %-BA-Signale ergibt, d.h. bei großer Blende wird die auf das Vidicon eintreffende Strahlungsleistung erhöht.

5.5.1.3. Einfluß des Vergrößerungsmaßstabes

Unterschiedliche Abbildungsmaßstäbe haben keinen Einfluß auf die Äquidensitenlage bewirkt. Die Abb. 5.15 - 5.18 sind deshalb für 1- bis 5-fache Vergrößerung gültig.

5.5.1.4. Einfluß des IR-Filters

Der eingesetzte IR-Filter (Fa. Hamamatsu, Seefeld-Hechendorf) mit der in Abb. 4.3 dargestellten Durchlässigkeits-Kurve ist für IR-Strahlung ab wellenlänge $\lambda \geq 0,8 \mu\text{m}$ durchlässig. Die Meßergebnisse in Abb. 5.17 zeigen, daß bei Aufnahmen mit sonst gleichen Bedingungen die %-BA-Werte mit IR-Filter etwas kleiner sind als die ohne Filter, d.h. daß der Hauptanteil der Flammenstrahlung dem Infrarot-Spektralbereich zuzuordnen ist.

5.5.1.5. Einfluß des Vidicontyps

Abb. 5.18 zeigt deutlich den Einfluß der Empfindlichkeitscharakteristik des Vidicons auf die Meßergebnisse der Äquidensitenzuordnung (siehe dazu Abb. 4.3). Im Vergleich zwischen IR-Vidicon und Silizium-Multidioden-Vidicon ist festzustellen, daß das Silizium-Multidiodenvidicon selbst bei Kamerablende 4 nur ca. 50 % der Strahlung des IR-Vidicons anzeigt.

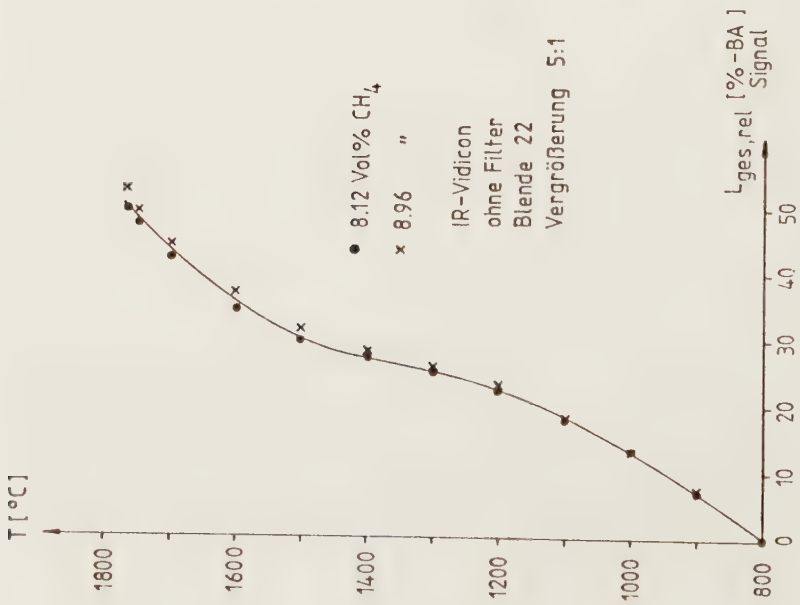


Abb. 5.15 Einfluss der Brenngaskonzentration auf die Messergebnisse d. "Quandensitzenordnung"

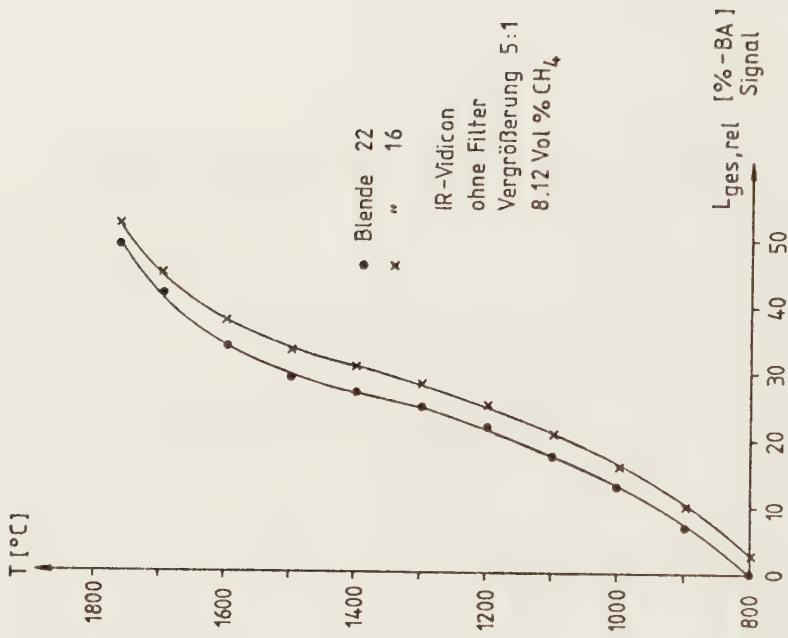


Abb. 5.16 Einfluss der Kamerablende auf die Messergebnisse d. "Quandensitzenordnung"

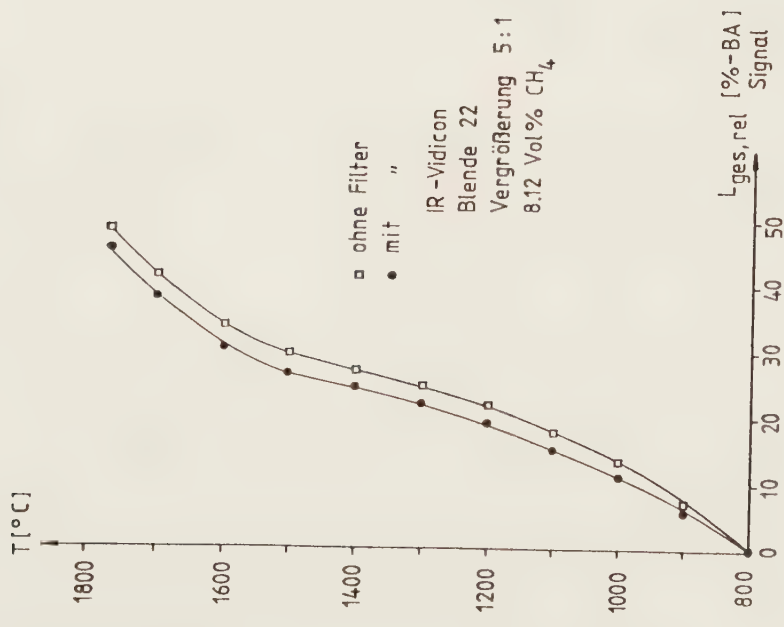


Abb. 5.17 Einfluß des IR-Filters auf die Meßergebnisse der Äquidensitzenzuordnung

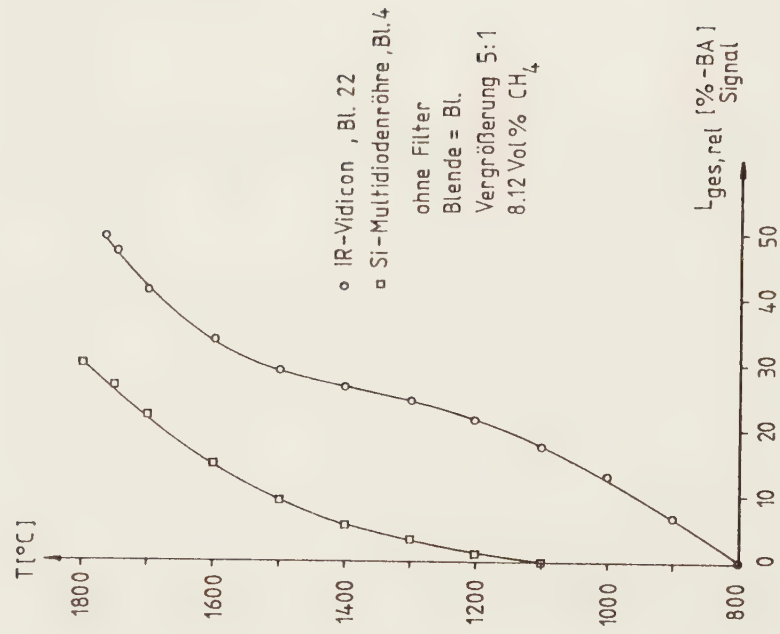


Abb. 5.18 Einfluß des Vidicontyps auf die Meßergebnisse der Äquidensitzenzuordnung

5.5.2. Meßergebnisse der Äquivalenzzuordnung: Einzelstrahl- dichte - Isotherme

Das in Abb. 5.14 dargestellte Isothermenprofil der Düsenbrennerflamme zeigt die Isothermen $T_1 \dots T_n$ als Kreise mit Radien $r_1 \dots r_n$. Jeder Isotherme ($T_1 \dots T_n$) ist gemäß den Strahlungsgesetzen eine relative radiale Einzelstrahldichte $L_{1,rel.} \dots L_{n,rel.}$, Gl. (5.20) zuzuordnen.

$$L_{rel.}(r_n) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \epsilon_{c_1} \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{-c_2/\lambda T_n} d\lambda \quad (5.20)$$

Gl. (5.21) beschreibt den Zusammenhang zwischen rel. Gesamtstrahldichte und rel. radialer Einzelstrahldichte, wenn Selbstabsorption von Strahlung in der Flamme ausgeschlossen ist.

$$L_{ges.rel.} = 2 \int_{y=0}^{y=\sqrt{R^2-x^2}} L_{rel.}(r) dy \quad (5.21)$$

Mit der Voraussetzung, daß die Flammenstruktur axialsymmetrisch ist, d.h. auch das Gesamtstrahldichtefeld ist axialsymmetrisch, erhält man bei der sogenannten Abel-Umkehrung [59] von Gl. (5.21) die Abel'sche Integralgleichung (5.22)

$$L_{rel.}(r) = -\frac{1}{\pi} \int_{x=r}^R \left\{ \frac{dL_{ges.rel.}(x)}{dx} \right\} \frac{dx}{\sqrt{x^2 - r^2}} \quad (5.22)$$

Zur Lösung der Integralgleichung wurde eine numerische Rechenmethode [84, 85] ausgewählt, die den Gebrauch eines programmierbaren Taschenrechners möglich machte.

Die Abb. 5.20 zeigt das Ergebnis der berechneten Einzelstrahldichte-
verteilung am Beispiel einer 8,12 Vol.-%igen CH_4 /Luft-
Flamme in der Höhe $Z = 22$ mm. Die der Rechnung zugrundegelegten
Daten sind in Abb. 5.19 enthalten.

Mit Abb. 5.19 und 5.20 konnte eine Temperatur-Einzelstrahldichte-
Kurve, Abb. 5.21, erstellt werden. Diesem Kurvenverlauf liegt
dabei die Vorstellung zugrunde, daß die Düsenbrennerflamme als
Volumenstrahler ohne Selbstabsorption aufzufassen ist. Im Vergleich
dazu ist der eingezeichnete Temperatur-Gesamtstrahldichte-Verlauf
ähnlich, wobei die Flamme als Flächenstrahler aufgefaßt wird. Bei
entsprechender Skalierung (Verkleinerung) der Einzelstrahldichte-
Achse ergibt sich eine besonders gute Übereinstimmung der Kurven-
verläufe im Temperaturbereich von $950 - 1500^\circ\text{C}$, d.h. es erscheint
zulässig, die Düsenbrennerflamme als Flächenstrahler anzusehen.

Die bei höheren Temperaturen, $T > 1550^\circ\text{C}$ festzustellenden Abwei-
chungen deuten auf einen zunehmenden Einfluß der Selbstabsorption
von Strahlung hin, der durch die stark zunehmende optische Weg-
länge der Flamme bedingt sein kann.

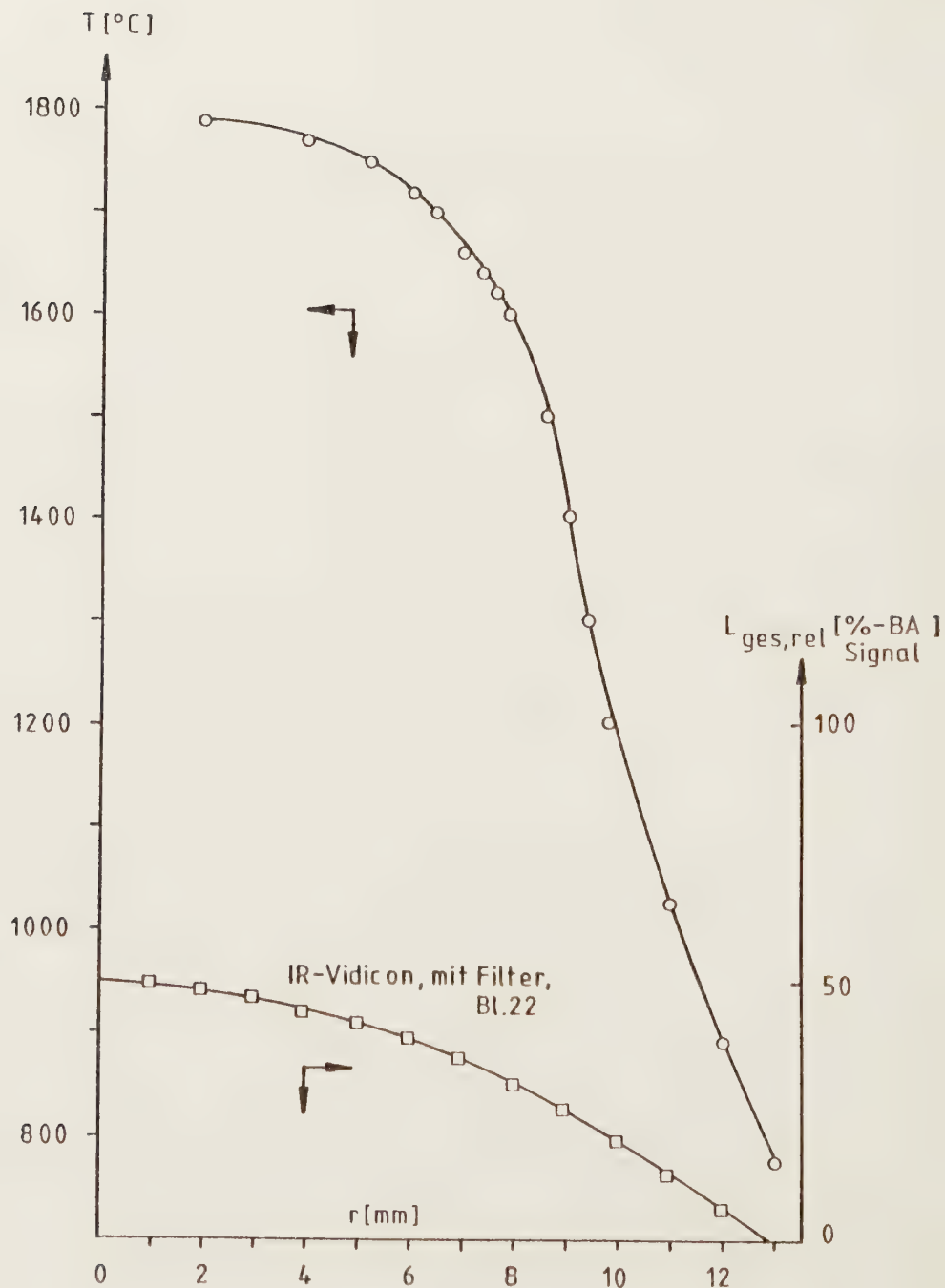


Abb. 5.19 radiale Temperatur- bzw. Gesamtstrahlungsintensitätsverteilung einer 8,12 Vol.-% CH_4 /Luft-Flamme in Höhe $Z = 22$ mm



Abb. 5.20 Berechnete radiale Einzelstrahldichten einer 8,12 Vol.-% CH_4 /Luft-Flamme in der Höhe $Z = 22$ mm



Abb. 5.21 Temperatur - Gesamtstrahldichte- bzw. Temperatur - Einzelstrahldichte-Verläufe

5.6. Strahlungsverhalten der Methan/Luft-Flammen

Die Verbrennung der untersuchten CH_4 /Luft-Flammen war mit einer bläulichen Leuchterscheinung verbunden, die im Verbrennungskegel besonders stark ausgeprägt war. Verantwortlich für die Strahlung im blauen Spektralgebiet sind durch Flammenreaktionen erzeugte instabile Radikale, wie OH, CH, C_2 , HCO, NH, NH_2 [36,86] usw. Aufgrund des Luftüberschusses waren die Flammen völlig rußfrei und durchsichtig.

Eigenen Messungen zufolge, siehe Kap. 5.5.1.4., liegt der Hauptanteil der emittierten Flammenstrahlung im Infraroten, wozu hauptsächlich die Gase CO_2 und H_2O beitragen. Radiometrische Messungen zur Festlegung der Größenordnung absoluter Gesamtstrahl-dichtewerte ergaben Werte bis zu $20 \mu\text{W}/\text{cm}^2$. Im Vergleich dazu ergeben rußende Flammen bis zu 100-fach größere Strahldichtewerte. [87].

Dieses Ergebnis kann auch mit Hilfe des sogenannten Gesamtemissionsgrades ϵ_{ges} gedeutet werden. Der nach Taylor [88] berechnete Gesamtemissionsgrad einer 8,12 Vol.-%igen CH_4 /Luft-Flamme, vollständige Verbrennung zu CO_2 und H_2O vorausgesetzt, nimmt für Temperaturen von $900 \div 1700^\circ\text{C}$ und optische Weglängen von $1 \div 26 \text{ mm}$ ϵ_{ges} -Werte von $0,00351 \div 0,00979$ an. Für rußende Flammen sind, abhängig von der Rußkonzentration, entsprechend höhere Werte zu erwarten.

Im Anhang 9.9 sind berechnete Gesamtemissionsgrade tabelliert.

5.7 Modell zur Berechnung der Gesamtstrahlungstemperatur

Die Videokamera stellt ein Gesamtstrahlungspyrometer (Strahldichte-pyrometer) dar und zeigt Gesamtstrahlungstemperaturen an, die nur beim schwarzen Körper "wahren" Temperaturen entsprechen. Für Flammen ergibt sich die Temperatur aus Gl. (5.23)

$$T = \sqrt[4]{\frac{I_{ges.} \cdot \pi}{\epsilon_{ges.} \cdot \sigma}} \quad (5.23)$$

mit der Voraussetzung, daß der Gesamtemissionsgrad $\epsilon_{ges.}$ im gemessenen Spektralbereich wellenlängenunabhängig ist [20,59], d.h. die Flamme stellt einen grauen Strahler dar. Die in Gl. (5.23) einzusetzende absolute Gesamtstrahllichte ist nach Gl. (5.24) direkt proportional der Äquivalenzflächenanzeige.

$$I_{ges.} = E \cdot I_{ges.rel.} \quad (5.24)$$
$$\left[\frac{W}{m^2} \right] = \left[\frac{W}{m^2 \cdot \%BA-Signal} \right] \cdot [\%BA-Signal]$$

Die Konstante E hängt u.a. von folgenden Einflußfaktoren ab:

- / Empfindlichkeit der Kameraröhre
- / Durchlässigkeit von Filter, Objektiv, Schauglas
- / Kamerablende
- / Plattenspannung der Kameraröhre
- / Verstärkungsfaktor der Kameraelektronik

Werden die Variablen konstant gehalten, kann der Zahlenwert der Konstante experimentell ermittelt werden.

Im Gegensatz zu Härtel [65,73], der mit einem Gesamtstrahlungsmodell für schwarze Körper das Strahlungsverhalten rußender Ölbrennerflammen genau beschreiben konnte (Annahme $\epsilon = 1$), mußte im vor-

liegenden Fall noch die Schichtdicke der Flamme bei der Auswertung, Gl. (5.25), mitberücksichtigt werden.

$$T = \sqrt[4]{\frac{\tau_{\text{ges.rel.}} \cdot E' \cdot \pi}{\left(\frac{\epsilon_{\text{eff.}}}{1}\right) \cdot \sigma}} \quad (5.25)$$

Mit der Konstanten $E' = 6159,75 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \% \text{-BA-Signal}}$ wurden die in Tabelle 5.4 eingetragenen Flammentemperaturen berechnet, die im Vergleich mit den gemessenen Werten gut übereinstimmen. Dies bedeutet, daß das in der vorliegenden Arbeit beschriebene videotechnische Meßsystem zur Temperaturbestimmung geeignet ist.

$\tau_{\text{ges.rel.}}$ [%-BA-Signal]	$T_{\text{gem.}}$ [°C]	$T_{\text{ber.}}$ [°C]	l [m]	$\frac{T_{\text{ber.}} - T_{\text{gem.}}}{T_{\text{gem.}}} \cdot 100 \%$
11,0	1000	989	0,0036	-1,10
15,0	1100	1129	0,005	+2,63
19,0	1200	1232	0,0062	+2,66
21,0	1300	1304	0,0072	+0,31
24,0	1400	1395	0,0080	-0,36
26,0	1500	1479	0,0088	-1,40
30,0	1600	1585	0,0102	-0,94
36,0	1700	1736	0,013	+2,12

Tabelle 5.4 Vergleich gemessener und berechneter Flammentemperaturen

6. Experimentelle Untersuchungen an Explosionsflammen

6.1. Versuchsanlage mit 6 L-Kugelexplosionsgefäß

Die von Müller [5] konzipierte und erprobte Versuchsanlage erlaubt die Bestimmung der Zündgrenzen von Brennstoff/Luft-Gemischen bei Anfangsdrücken von 0 bar (Vakuum) bis zu 50 bar und Anfangstemperaturen von Raumtemperatur bis ca. 400°C. Der Zusammenhang zwischen Zündbereich und Zündenergie erforderte, daß die bereitgestellte kapazitive Funkenenergie direkt meßbar und in weiten Grenzen, 0,001 - 800 J, variierbar ist. Das Zündgefäß ist mit Meßeinrichtungen für die gängigsten Zündkriterien, Thermoelement-, Druck- und optisches Kriterium, ausgestattet.

Die Dissertation [5] enthält eine ausführliche Versuchsbeschreibung der kompletten Zündgrenzmeßanlage mit Fließbildern und technisch wichtigen Daten der eingebauten Geräte. Das Fließbild der Versuchsanlage ist in Abb. 6.1 nochmals dargestellt. Hauptbestandteile der Versuchsanlage sind dabei der Vormischautoklav, das 6L-Kugelexplosionsgefäß, die Meß-Regel- und Steuereinrichtungen, das Zündfunkengerät und ein Schaltschrank, der die Datenerfassungsgeräte enthält. Alle kritischen Anlagenteile befinden sich in einem Hochdruck-Bunkerraum, zum Schutz von Personal und Sachmitteln.

6.1.1. Explosionsautoklav

Einleitend wurde berichtet, daß die Flammenausbreitung unabhängig von der Geometrie des Gefäßes sein muß, weil Gefäßwände als Wärmesenken wirken, also das Wärmegleichgewicht stören.

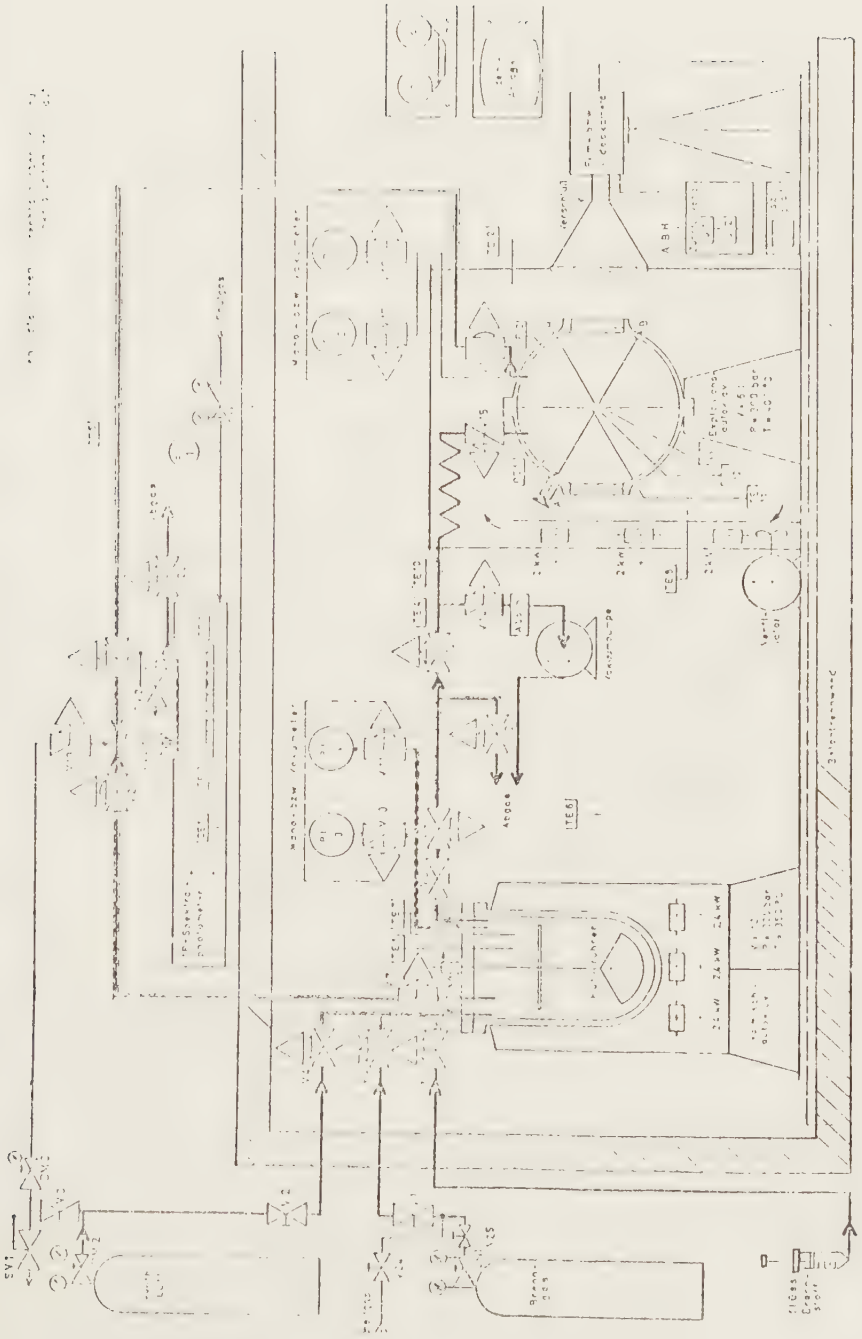


Abb. 6.1 Fließbild der Versuchsanlage zur Bestimmung der Zündgrenzen

Folge davon ist eine Einengung des Zündbereichs und eine gegebenenfalls von der theoretischen adiabaten Flammentemperatur abweichende Flammentemperatur.

Nach den Darlegungen von Müller [5] und Christner [4] ist kein Wandeinfluß mehr zu erwarten, wenn der Gefäßdurchmesser größer als 75 mm ist. Der in Abb. 6.2 gezeigte Kugel-Autoklav (Fa. Hofer, Mühlheim) hat einen Durchmesser $D = 225$ mm, erfüllt also die Bedingung.

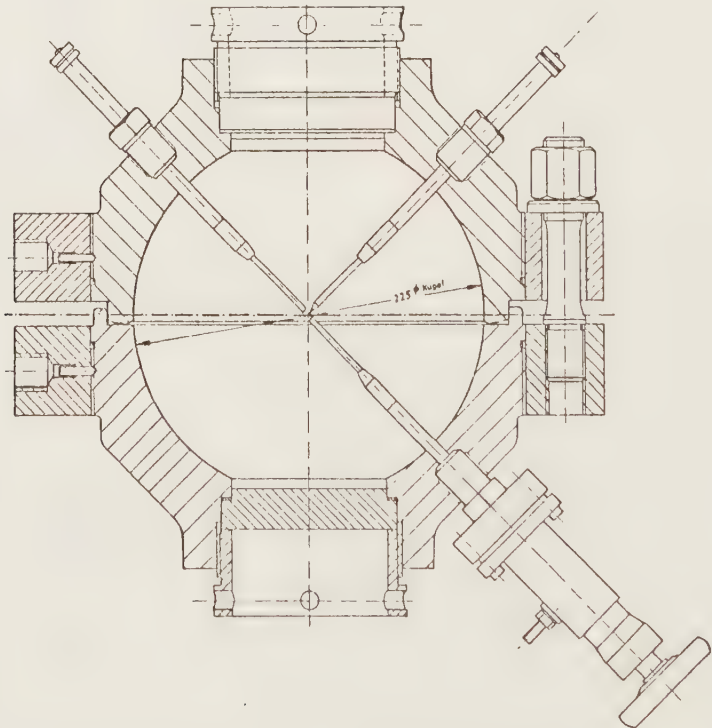


Abb. 6.2 Explosionsautoklav mit Elektrodenanordnung

Aufgebaut ist der Autoklav aus zwei miteinander verschraubten Halbkugelschalen. Das Gefäß enthält zwei in horizontaler Blickrichtung gegenüberliegende Fenster, die mit Quarzglasscheiben von 114 mm Durchmesser und 21 mm Dicke versehen werden können, um die Flammenregistrierung zu ermöglichen. Wahlweise kann eine Öffnung auch mit einer Stahlplatte abgedeckt werden. Weiter enthält der Autoklav Öffnungen für Gasein- bzw. -auslaß, Thermoelemente, Drucksonden und Elektroden. Der Autoklav ist für maximal 300 bar und 400°C ausgelegt. Unter Verwendung eines Schauglases verringern sich die maximalen Belastungen auf 20 bar und ca. 250°C Ausgangstemperatur.

6.1.2. Programmierung des Versuchsablaufs

Die automatische Inbetriebsetzung von Meßgeräten und die gleichzeitige Messung von Versuchsdaten wird mit der elektronischen Versuchsprogrammierung [5] gelöst. Die in Abb. 6.3 dargestellten Vorgänge laufen nach Betätigung der Taste "Programmstart" ab.

An dieser Stelle sei besonders die Wichtigkeit der Blendenverschlußautomatik hervorgehoben. Durch die Programmierung wird sichergestellt, daß die fernsteuerbare Verschlußblende vor dem Kameraobjektiv sich erst einige Millisekunden nach der Zündung öffnet, d.h., daß eine Überbelichtung des Vidicons ausgeschlossen wird. Die Befehle für das Öffnen der Blende, die Zeitdauer der Öffnung und der Schließbefehl können beliebig vorprogrammiert werden.

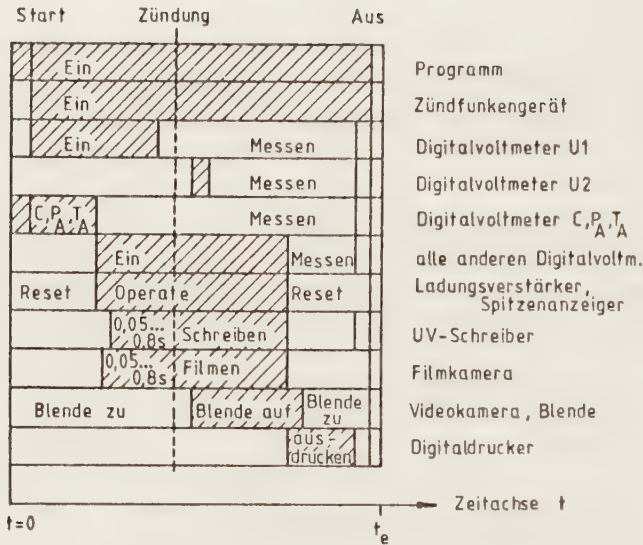


Abb. 6.3 Programmierung des Versuchsablaufs

6.2. Gemischaufbereitung und Analyse

Ein Vormischbehälter (Fa. Haage, Mühlheim) in Form eines stehenden Zylinders von 10 L Inhalt, ausgestattet mit einem stopfbuchslosen Magnethubmischer, dient zur Herstellung der Brenngas/Luft- bzw. Dampf/Luft-Gemische. Der bis 325 bar Nenndruck ausgelegte Edelstahlbehälter wird elektrisch beheizt, kann bis 350°C thermostatisiert werden, und ist selbstverständlich evakuierbar.

Brenngas/Luft-Gemische werden in der Regel nach der Partialdruckmethode hergestellt, homogenisiert und anschließend analysiert. Die Herstellung der Dampf/Luft-Gemische geschieht in der Weise, daß das berechnete Volumen des flüssigen Brennstoffes nach Betätigung entsprechender Ventile selbsttätig in den evakuierten

Behälter gesaugt und bei einer über der Dampfdruckkurve liegenden Temperatur total verdampft wird. Nach der Zugabe von Luft wird wiederum homogenisiert und analysiert.

6.2.1. Analyse der Gemischzusammensetzung

Die von Müller [5] angewandte quantitative IR-Spektrometrie ist zur Bestimmung des Brenngasgehaltes in Luft dann geeignet, wenn die Brenngaskomponente, z.B. Methan, Ammoniak, CO und Toluol, eine scharfe Absorbtionsbande aufweist. Da aber die ebenfalls zu untersuchenden Brenngase Äthan bzw. n-Butan keine solchen ausgeprägten Absorbtionsbanden aufweisen, wurde zur Konzentrationsmessung die Gaschromatographie eingesetzt.

Ein isotherm betriebener Gaschromatograph (Fa. Varian, Modell Aerograph) mit Wärmeleitfähigkeitsdetektor, Probenschleifenventil und verschiedenen Trennsäulen ermöglichte die quantitative Auftrennung des Gasgemisches in N_2 , O_2 und n-Alkan. Die Auswertung der Flächenpeaks erfolgte mit einem elektronischen Integrator. Weitere Einzelheiten über die GC-Analyse sind im Anhang 9.8 ausgeführt.

Zur Analyse der einzelnen n-Alkohol/Luft-Gemische wurde die von Christner [4] angewandte analytische Interferometrie verwendet, die sich vor allem durch hohe Meßgenauigkeit auszeichnet. Das Prüfgemisch wird direkt aus dem Explosionsgefäß über die gläserne thermostatisierbare Meßkammer des Laborinterferometers (Fa. Jena Optik, Typ Li 3) entspannt. Der zwischen Probe und Vergleich (Luft) hervorgerufene Brechungsindex-Unterschied wird mit Hilfe einer Meßtrommel mechanisch kompensiert und ist ein Maß für die Probenkonzentration. Eine ausführliche Beschreibung der Methode mit einem Auswertungsbeispiel enthält die Dissertation von Christner [4]. Die Untersuchungsbedingungen sind im Anhang 9.8 enthalten.

6.3. Versuchsprogramm, Versuchsbedingungen

Zur experimentellen Bestimmung "adiabater" Flammentemperaturen in Explosionsflammen nahe der unteren Zündgrenze wurden ausgewählte Brenngas- bzw. Brennstoff/Luft-Gemische der n-Alkane bzw. n-Alkohole gezündet (siehe Tabelle 6.1).

Die Versuchsbedingungen, wie Ausgangsdruck, -temperatur und Konzentration, wurden dabei so festgelegt, daß sie den Bedingungen von Zabetakis [3], Abb. 2.4 bzw. Christner [4], Abb. 2.6 möglichst entsprachen. Die tabellierten n-Alkane wurden zusätzlich bei erhöhter Ausgangstemperatur gezündet. Da vor allem die Zündenergie einen starken Einfluß auf die Lage der Zündgrenzen ausübt, der in den bisherigen Korrelationsbeziehungen unberücksichtigt blieb, wurde dieser Einflußgröße durch Variation Rechnung getragen.

Brenngas/Brennstoff		p_A [bar]	T_A [°C]	Reinheit [%]	Elektroden- abstand [mm]
Methan	CH_4	1	25/75	99,95	2,5
Äthan	C_2H_6	1	25/75	99	2,5
n-Butan	C_4H_{10}	1	25/75	96,9	2,5
Methanol	CH_3OH	1	25	99,95	2,5
Äthanol	C_2H_5OH	1	25	99,8	2,5
n-Propanol	C_3H_7OH	1	50	99,7	2,5

Tabelle 6.1 Versuchsbedingungen der untersuchten Brenngase
bzw. Brennstoffe in Mischung mit Luft
(Preßluft, Fa. Linde)

6.3.1. Aufnahmebedingungen

In Tabelle 6.2 sind die optimalen Aufnahmebedingungen sowohl für die Explosionsaufzeichnung als auch für die Äquidensitometrische Auswertung der TV-Aufnahmen angegeben.

TV-Kamera-Typ	Grundig FA 70 B
Vidicon-Typ	IR-Vidicon
Filter	IR-Filter
Objektiv	Kern-Switar, $f = 26 \text{ mm}$
Blende	22
Blendenöffnung	60 msec nach Zündung
Vergrößerung	2-fach

Tabelle 6.2 Aufnahmebedingungen

Alle im folgenden beschriebenen Explosionen wurden unter diesen Bedingungen aufgezeichnet.

6.4. Meßergebnisse: Zündgrenzen

Als Ergebnis eines Explosionsversuchs erhält man neben den Videoaufnahmen, die den zeitlichen und räumlichen Temperaturverlauf wiedergeben, ein UV-Oszillogramm mit dem zeitlichen Druck-, Druckanstiegs- und Temperaturverlauf (Thermoelemente) und zusätzlich ein BCD-Druckerprotokoll mit den Maximalwerten dieser Größen. Einzelheiten über das UV-Schreiber- bzw. BCD-Drucker-Protokoll sind bei Müller [5] beschrieben.

Die Festlegung der Zündgrenze erfolgte dabei nach den in Abschnitt 2.1.3 (S.3) angegebenen Zündgrenzkriterien, wie Druck-, Thermoelementen- und optisches Zündgrenzkriterium. Die in Tabelle 6.3 angegebenen Zündenergiebeträge waren nötig, um bei den Gemischkonzentrationen sogenannte quasi-stationär brennende Flammen zu erzeugen. Die tabellierten Konzentrationen können aber gemäß Definition nicht als Zündgrenzkonzentrationen gewertet werden, weil der maximale Druck den Druckschwellenwert von 200 Torr (= 0,26 bar) überstieg.

Gemisch	T_A [°C]	$\Delta p_{\max}$ [bar]	Zünd- energie [J]	Konzen- tration [Vol.-%]	Z_u [Vol.-%] Lit.
$CH_4/L.$	25 75	0,45 0,40	30 100	5,0 4,7	5,0 [3] 4,9 "
$C_2H_2/L.$	25 25 75	0,30 0,30 0,40	650 50 110	2,65 3,25 2,75	3,0 " 3,25 " 2,9 "
$n-C_4H_{10}/L.$	25 75	0,40 0,35	500 300	1,8 1,8	1,8 " 1,75 "
$CH_3OH/L.$	25	0,44	760	5,20	6,33 [4] 100 J
$C_2H_5OH/L.$	25	0,45	670	3,10	3,24 " "
$n-C_3H_7OH/L.$	50	0,30	640	1,80	2,27 " "

Tabelle 6.3 Vergleich experimentell ermittelter zündfähiger Gemischkonzentrationen mit Literaturwerten;
 $p_A = 1$ [bar]

Die in dieser Arbeit ermittelten zündfähigen Gemischkonzentrationen bzw. maximalen Druckwerte für das System Methan/Luft decken sich mit den gemessenen Daten von Müller [5].

Das System Äthan/Luft zeigt in Abhängigkeit der Zündenergie eine deutliche Aufweitung der unteren Zündgrenze, die bei über 650 J liegenden Zündenergien sicher noch zunimmt. Für n-Butan/Luft kann mit den vorliegenden Daten nachträglich die Zündenergie von Zabetakis [3] abgeschätzt werden. Auch hier ist mit zunehmender Zündenergie eine Aufweitung zu erwarten. Besonders deutlich wird die Verschiebung der unteren Zündgrenze mit steigender Zündenergie bei den aufgeführten n-Alkohol/Luft-Gemischen, womit die Erwartungen von Christner [4] bestätigt wurden. Das von Christner konzipierte Zündfunkengerät konnte variable Zündenergiebeträge nur bis maximal 200 J bereitstellen.

6.5. Meßergebnisse: Flammentemperaturen

6.5.1. Allgemeines

Vor der Darstellung der Ergebnisse experimentell ermittelter "adiabater" Flammentemperaturen ist erläuternd von der "adiabaten" Flammentemperatur in quasistationären Flammen, vom beobachteten Flammenausbreitungsvorgang in Zündgrenznähe und von der Auswertung der Videoaufnahmen zu berichten. Von besonderer Bedeutung für die Auswertung der Explosionsaufnahmen ist dabei das in Zündgrenznähe zu beobachtende quasistationäre Verhalten der Explosionsflamme.

6.5.2. Die "adiabate" Flammentemperatur

Charakteristisch für die Korrelationsbeziehungen zur Vorausberechnung der unteren Zündgrenzen war, daß alle Brennstoffkomponenten mit Zündgrenzkonzentration eine gemeinsame Flammentemperatur aufweisen sollten, die Zabetakis wörtlich mit "Adiabatic limit

flame temperature" [2] bzw. an anderer Stelle mit "Constant flame temperature" [3] bezeichnete. Daß die adiabate Flammentemperatur nur bei der Brennstoffkonzentration Null erreicht werden sollte, ist in Abb. 6.4 [4, 89, 90] dargestellt.

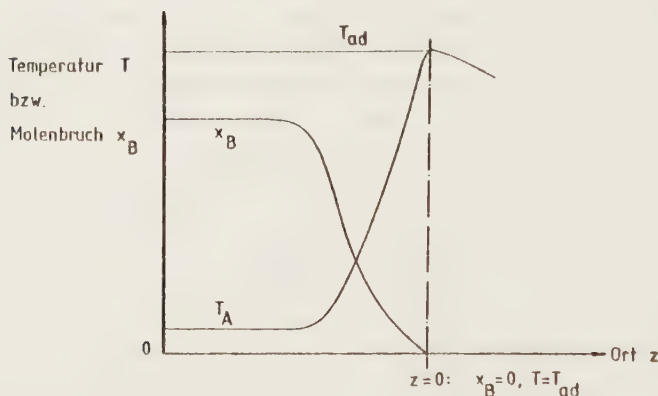


Abb. 6.4 Schematischer Temperatur- und Konzentrationsverlauf einer quasistationär brennenden Flamme unmittelbar an der Zündgrenze

An der Stelle $z = 0$ nimmt der Molenbruch der Brennstoffkomponente den Wert $x_B = 0$ an, und die Flammentemperatur erreicht hier bei adiabatischen Bedingungen ihren Maximalwert T_{ad} . Der Druck vor bzw. hinter der Flammenfront wird als konstant angesehen, d.h. es gilt $p_A = \text{const.}$

Ähnlich wie bei der Düsenbrennerflamme sind drei Zonen, die Vorwärm-, die Reaktions- und die Abgaszone, erkennbar.

6.5.3. Flammenausbreitung in der Nähe der Zündgrenzen

Mit der beschriebenen Versuchsanordnung wurden Flammenausbreitungsvorgänge in der Nähe der unteren Zündgrenze beobachtet. Für alle Gemische mit Zündgrenzkonzentration, d.h. der maximale Druck muß Werte zwischen $\Delta p = 0,26 - 0,7$ bar erreichen, wurde einheitlich folgendes Flammenverhalten [91] festgestellt (siehe Abb. 6.5):

Nach der Zündung wandert ein nahezu kugelförmiger Gasballen infolge von Eigenkonvektion vertikal nach oben ($t = 100$ msec). Mit wachsendem Durchmesser verdrängt die Flamme das Frischgas seitlich nach unten und deformiert zur elliptischen Flammenform ($t = 300$ msec). Während die untere Flammenfront das Frischgas nach unten verdrängt, erreicht die Oberseite der Flammenfront die Gefäßdecke, reißt auf und gibt das Abgas frei ($t = 600$ msec). Die Unterseite der Flamme verbrennt solange weiter, bis der letzte Rest des entgegenströmenden Frischgases verbraucht ist ($t = 900, 1100$ msec).

Die von Müller beobachtete Deformation der elliptischen Flammenform [5,92] durch einen Konvektionskegel, der infolge eines entstandenen Konvektionsstromes in die untere Flammenfront eingedrückt wurde, trat in Zündgrenznähe nicht auf. Dieses Flammenverhalten wurde nur für im Zündbereich liegende Gemische, maximaler Druck $\Delta p_{\max} > 1,5$ bar, festgestellt.

Charakteristisch für die Flammenausbreitung in der Nähe der unteren Zündgrenze ist das bei allen Gemischen beobachtete quasistationäre Verweilen der in horizontaler Ebene stehenden unteren Flammenfront. Die Flamme in dieser Phase sollte durch den in Abb. 6.4 dargestellten Temperatur- und Konzentrationsverlauf wiedergegeben werden. Die quasistationäre Flammenausbreitung ist durch eine relativ lange Explosionsdauer von $1 - 1,5$ sec gekennzeichnet.

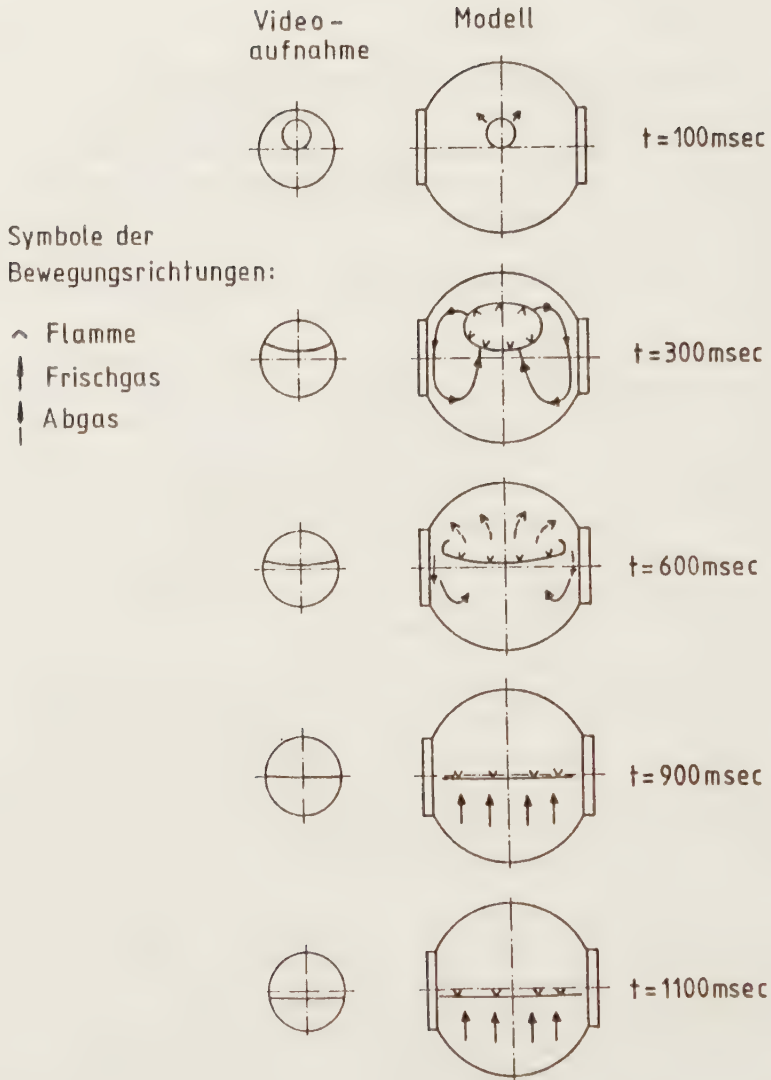


Abb. 6.5 Flammenverhalten eines 5 Vol.-%igen CH_4 /Luft-Gemisches;
 $T_A = 25^\circ \text{C}$, $p_A = 1 \text{ bar}$, Zündenergie $ZE = 30 \text{ J}$

In Abb. 6.6 ist das UV-Oszillogramm der Druck- und Thermoelementen-anzeige zum Explosionsablauf abgebildet. Der Druckverlauf zeigt an, daß die Verbrennung streng genommen nicht bei konstantem Druck p_A abläuft.

Das bei allen Explosionen beobachtete Aufsteigen des kugelförmigen Gasballens infolge Eigenkonvektion wird sichtbar angezeigt durch das deutliche Ansprechen des Thermoelementes "Oben".

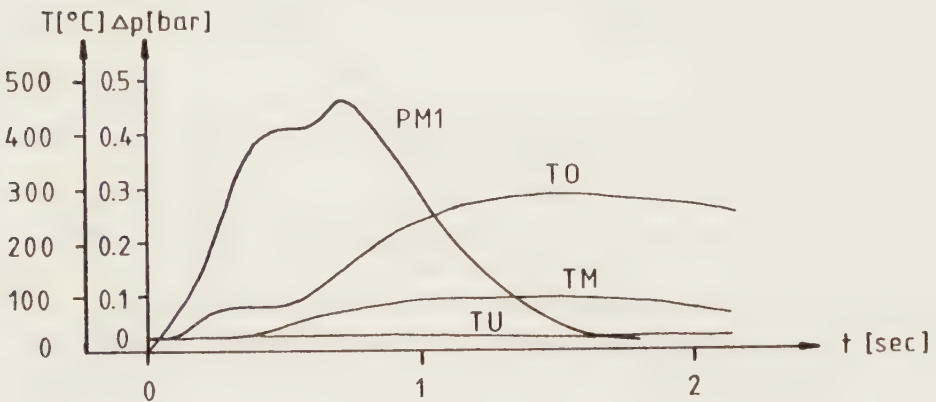


Abb. 6.6 UV-Schreiber-Oszillogramm eines Explosionsversuchs
(5 Vol.-% CH_4 , $T_A = 25^\circ\text{C}$, $p_A = 1$ bar, $ZE = 30$ J);
PM 1 = Druckverlauf piezoelekt., TO = Flammentemp.
Oben, TM = Flammentemp. Mitte, TU = Flammentemp. Unten

Die in einem abgeschlossenen Gefäß stattfindende Explosion müßte genau genommen als Verbrennung bei konstant gehaltenem Volumen bezeichnet werden. Diese Aussage hat besondere Bedeutung beim Vergleich der gemessenen mit theoretisch berechneten adiabaten Flammentemperaturen.

Abschließend zu diesem Kapitel noch einige Bemerkungen zum Strahlungsverhalten der Explosionsflamme. Die Explosionsflamme ist in der Anfangsphase als brennende Kugelschale von geringer Flammenfrontdicke zu betrachten, die Verbranntes (CO_2 und H_2O) enthält und von Frischgas umgeben ist. Im quasistationären Zustand ist die Explosionsflamme als ebene Flammenfront anzusehen, die das Verbrannte vom Frischgas trennt. Die sichtbare Strahlung, die während des Explosionsablaufs zu beobachten ist, stammt hauptsächlich aus der dünnen Reaktionszone der Flammenfront und ist im Vergleich zur thermischen Infrarotstrahlung des verbrannten Gasvolumens klein.

6.5.4. Auswertung der Videoaufnahmen

Die Fernsehaufnahmen der Explosionsflamme stellen ebenso wie die der Düsenbrennerflamme Gesamtstrahldichteaufnahmen dar. Die Explosionsflamme unterscheidet sich jedoch von der Düsenbrennerflamme durch die optische Schichtdicke. Während die Schichtdicke der untersuchten Düsenbrennerflamme nach innen zu bis 26 mm erreicht, übersteigt die Explosionsflamme diesen Wert bis zum Gefäßdurchmesser ($\varnothing 225 \text{ mm}$).

Die bis zum quasistationären Zustand zeitlich zunehmende strahlende Schichtdicke der Explosionsflamme bedeutet eine Vergrößerung des Gesamtemissionsgrades und demzufolge eine Zunahme der Gesamtstrahldichteanzeige. Das in Kapitel 5.7. vorgeschlagene Gesamtstrahlungstemperatur-Modell kann zur Auswertung der Videoaufnahmen herangezogen werden, wenn folgende Voraussetzungen erfüllt sind:

1. Die Explosionsflamme stellt einen grauen Strahler dar, d.h. $\epsilon_{\text{ges}} \neq f(\lambda)$
2. Strahlungskomponenten sind H_2O und CO_2

3. Die Flamme rußt nicht

4. Gleiche Aufnahmebedingungen wie bei der Düsenbrennerflamme, d.h. die Konstante E' ist übertragbar

Die für die Auswertung erforderliche Schichtdicke der Flamme kann direkt aus den Videoaufnahmen bestimmt werden, während der Gesamtemissionsgrad berechnet werden muß (siehe Anhang 9.9). Die Partialdrucksumme, $P_{\text{CO}_2} + P_{\text{H}_2\text{O}}$, ist mittels Gleichgewichtszusammensetzung und gemessenem Gesamtdruckverlauf berechenbar. Im Vergleich zur Düsenbrennerflamme sind die Emissionsgrade für die Explosionsflamme bis zu 8-fach höher.

Im weiteren werden nun die nach dieser Methode bestimmten Gesamtstrahlungstemperaturen für die einzelnen Systeme vorgestellt.

6.5.4.1. Das System Methan/Luft

Die bereits in Abb. 6.5 gezeigten Videoaufnahmen einer 5 Vol.-%igen Methan/Luft-Flamme sind in Abb. 6.7 als Äquidensitenaufnahmen¹⁾ mit zugeordneten Temperaturwerten wiedergegeben. Neben den Isothermen mit höchsten Flammentemperaturen sind benachbarte Isothermen mit niedriger Temperatur, die noch zur Reaktionszone gehören, abgebildet. Die Flammentemperaturen erreichen im Verlauf der quasistationären Flammenausbreitung geringfügig höhere Werte als die adiabate Flammentemperatur $T_{\text{ad}} = 1300^\circ\text{C}$.

Bei gleichem Methan/Luft-Gemisch (5 Vol.%, $T_A = 25^\circ\text{C}$) und Anwendung unterschiedlicher Zündenergien (100, 130, 150, 700 J) ist eine Zunahme der maximalen Flammentemperatur mit Erhöhung der Zündenergie deutlich festzustellen (Abb. 6.8, 6.9, Tab. 6.4). Die Spitzenwerte liegen weit über $T_{\text{ad}} = 1300^\circ\text{C}$.

¹⁾ Eine Auswahl S/W-photographierter Monitoraufnahmen von Düsenbrenner- bzw. Explosionsflammen ist im Anhang 9.10 abgebildet.

Ähnliches Verhalten zeigen auch die bei erhöhter Anfangstemperatur $T_A = 75^\circ\text{C}$ gezündeten 4,7 Vol.-%-Gemische (Abb. 6.10, 6.11 bzw. Tab. 6.4). Die in Tab. 6.4 aufgeführten Spitzenwerte stimmen mit der adiabaten Flammentemperatur gut überein, wenn das Gemisch mit 110 - 120 J Zündenergie gezündet wird.

Überraschend ist das Ergebnis, daß ein mit 30 bzw. 110 J gezündetes 5 bzw. 4,7 Vol.-%-Gemisch eine annähernd gleiche adiabate Flammentemperatur von 1300°C aufweist. Nach der in Abb. 2.5 gezeigten Temperaturabhängigkeit der unteren Zündgrenze, mit der Zündenergie als Parameter, war eigentlich zu erwarten, daß für konstante Zündenergiebeträge gemeinsame Flammentemperaturen existieren.

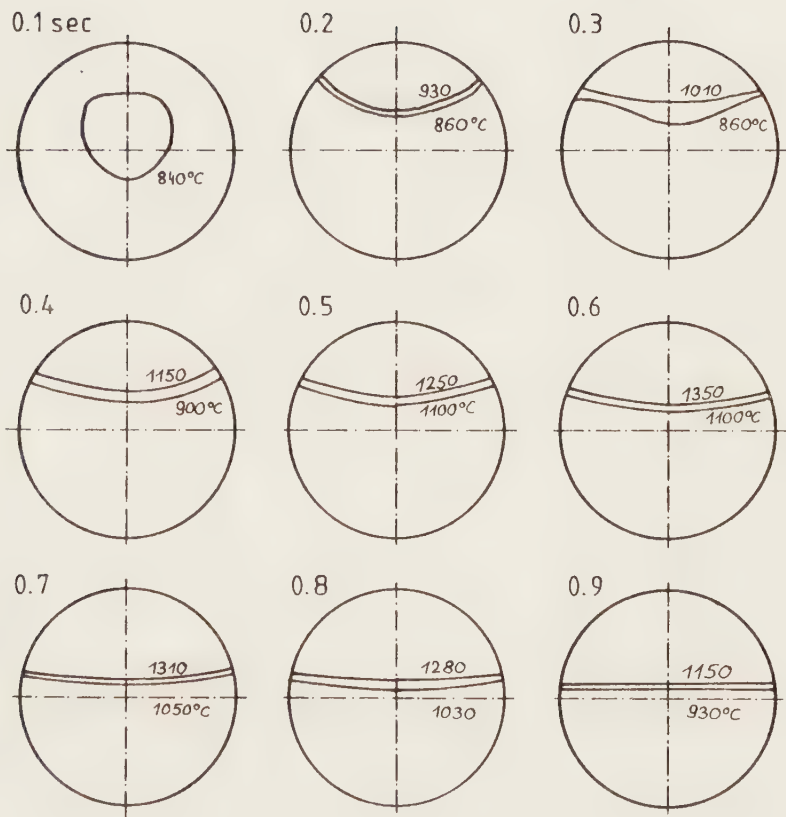


Abb. 6.7 Isothermendarstellung einer 5 Vol.% Methan/Luft-Explosionsflamme (höchste Flammentemp. + benachbarte Isotherme mit niedriger Temp.); $p_A = 1$ bar, $T_A = 25^\circ\text{C}$, $ZE = 30$ J; Tab. 6.4 NR 7; Maßstab 1 : 2,5

5,0 Vol.% Methan $T_A = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$				4,7 Vol.% Methan $T_A = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$				
NR	ZE [s]	T_{max} [$^{\circ}\text{C}$]	Δp_{max} [bar]	NR	ZE [s]	T_{max} [$^{\circ}\text{C}$]	Δp_{max} [bar]	
1	700	>1450	> 2	8	800	>1500	> 3,5	
	700	>1450	> 2		650	1480	> 2,9	
	750	>1450	> 3,5		620	1470	2,8	
					600	1430	2,8	
	150	1450	1,50		400	1400	1,4	
	150	1460	1,70					
	150	1450	1,65		270	1430	1,2	
	130	1370	0,72					
	130	1280	0,62		150	1360	0,55	
	130	1450	0,90		150	1380	0,42	
					9	150	1410	0,60
	115	1470	1,04		10	150	1350	0,49
	115	1450	0,82					
6	115	1460	0,72	11	135	1400	0,39	
4	100	1380	0,90	12	120	1420	0,41	
7	50	1350	0,45		120	1280	0,34	
	50	1370	0,55		120	1290	0,35	
					110	1280	0,34	
				13	110	1280	0,38	

Tabelle 6.4 Spitzenwerte der Flammentemperatur/Zeit- und Druck/
Zeit-Vorläufe; ¹⁾

¹⁾ Die Druck/Zeit-Vorläufe der nummerierten Versuche sind im
Anhang 9.11 abgebildet.

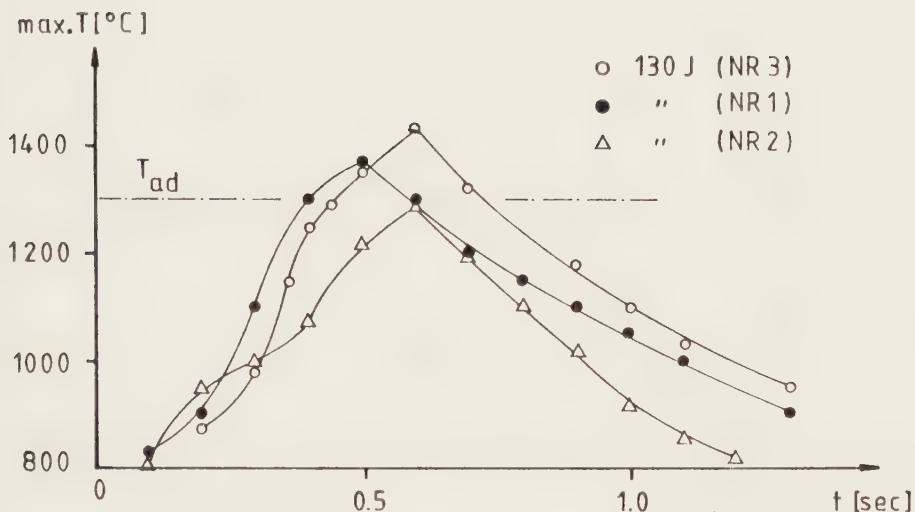


Abb. 6.8 Einfluß der Zündenergie auf den Temperatur/Zeit-Verlauf einer 5 Vol.% Methan/Luft-Flamme; $T_A = 25^\circ\text{C}$, $p_A = 1$ bar

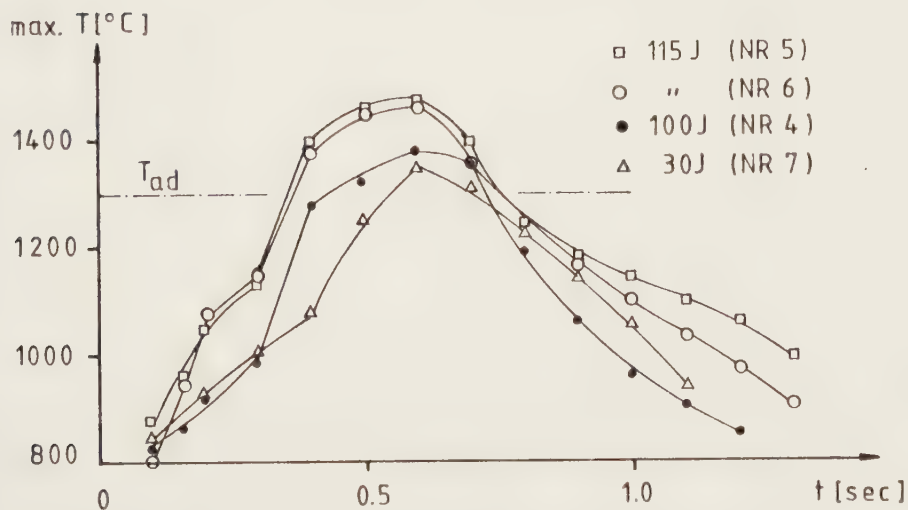


Abb. 6.9 Einfluß der Zündenergie auf den Temperatur/Zeit-Verlauf einer 5 Vol.% Methan/Luft-Flamme; $T_A = 25^\circ\text{C}$, $p_A = 1$ bar

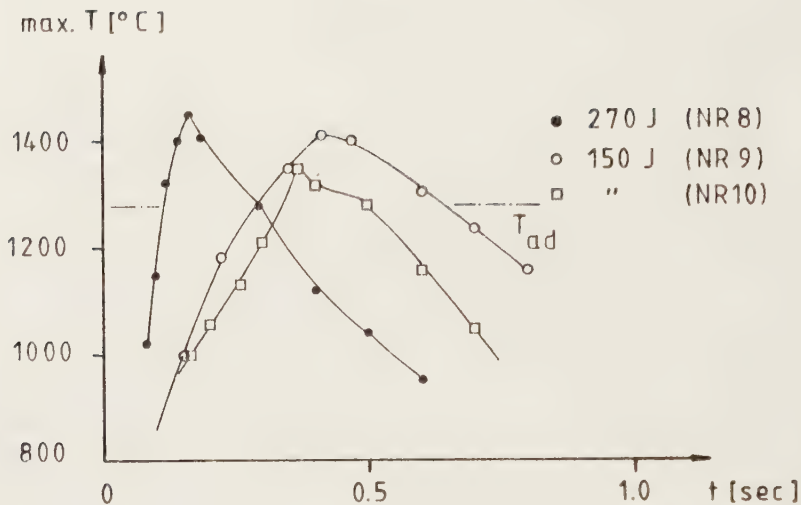


Abb. 6.10 Einfluß der Zündenergie auf den Temperatur/Zeit-Verlauf einer 4,7 Vol.% Methan/Luft-Flamme; $T_A = 75^\circ\text{C}$, $p_A = 1$ bar

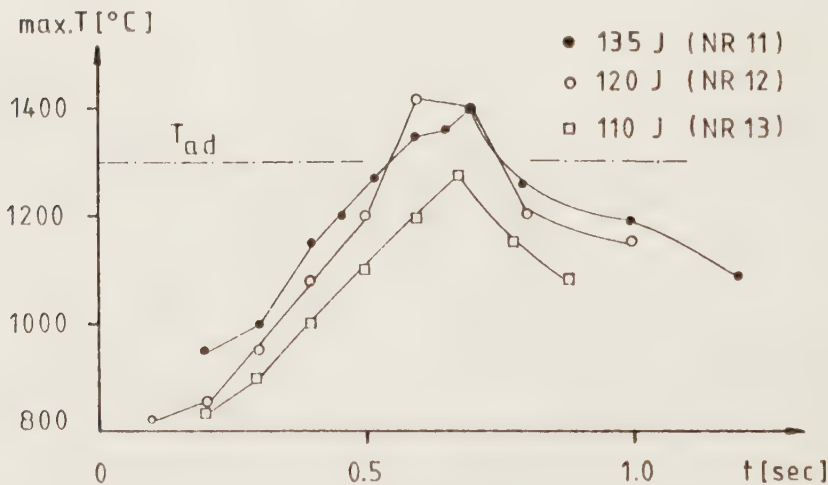


Abb. 6.11 Einfluß der Zündenergie auf den Temperatur/Zeit-Verlauf einer 4,7 Vol.% Methan/Luft-Flamme; $T_A = 75^\circ\text{C}$, $p_A = 1$ bar

6.5.4.2. Das System Äthan/Luft

Äthan zeigt wie Methan das Verhalten, daß die maximale Flammentemperatur mit steigender Zündenergie zunimmt (Tab. 6.5, Abb. 6.12, 6.13).

Für ein 3,25 Vol.% Äthan/Luft-Gemisch, das nach Zabetakis [3] im Zündbereich liegt, wurde bei allen Explosionen mit Zündenergie $> 70 \text{ J}$ der Temperaturwert von 1400°C überschritten (Abb. 6.13).

Die bei erhöhter Ausgangstemperatur $T_A = 75^\circ\text{C}$ gezündeten 2,75 Vol.% Äthan/Luft-Gemische ergaben noch mit 120 J Zündenergie Flammentemperaturen von über 1400°C . Da das 2,75 Vol.%ige Gemisch nach Zabetakis nicht mehr im Zündbereich liegt, hätte die Flammentemperatur von 1300°C auf keinen Fall überschritten werden dürfen. Der höhere Temperaturwert bedeutet, daß die Korrelationsbeziehung Gl. (2.2) auf das System Äthan/Luft nicht mehr anwendbar ist.

3,25 Vol.% Äthan $T_A = 27^\circ\text{C}$				2,75 Vol.% Äthan $T_A = 75^\circ\text{C}$			
HR	ZE [s]	T_{max} [$^\circ\text{C}$]	Δp_{max} [bar]	HR	ZE [s]	T_{max} [$^\circ\text{C}$]	Δp_{max} [bar]
	10	>1500	4,3		650	1510	1,6
	100	>1450	3,8		380	1500	1,5
					300	1450	0,75
	20	1480	1,4		300	1510	1,17
	90	1510	1,7		280	1480	0,30
					200	1490	1,30
	70	1440	0,56				
	70	1420	0,52		150	1500	1,20
	70	1400	0,44		145	1480	1,24
					140	1500	1,12
14				17	140	1520	1,20
					135	1320	0,56
					135	1400	0,49
					130	1390	0,43

Tabelle 6.5 Spitzenwerte der Flammentemperatur/Zeit- und Druck/
Zeit-Verläufe

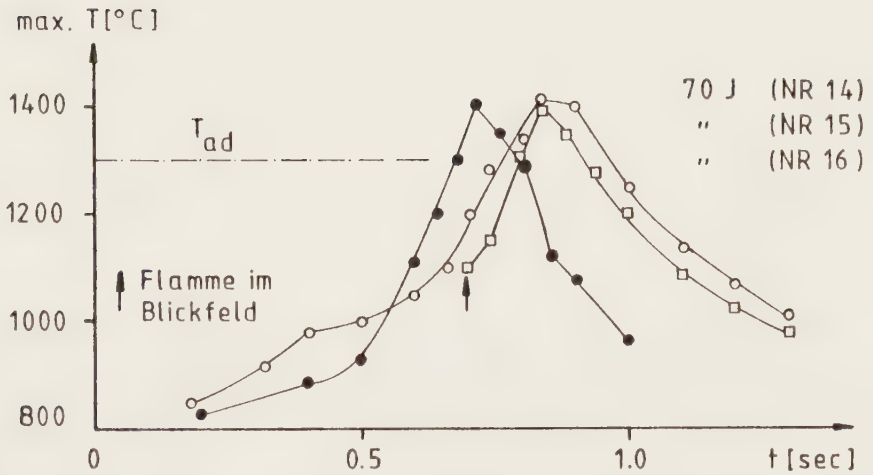


Abb. 6.12 Temperatur/Zeit-Verläufe einer 3,25 Vol.% Äthan/Luft-Flamme; $T_A = 25^\circ\text{C}$, $p_A = 1$ bar

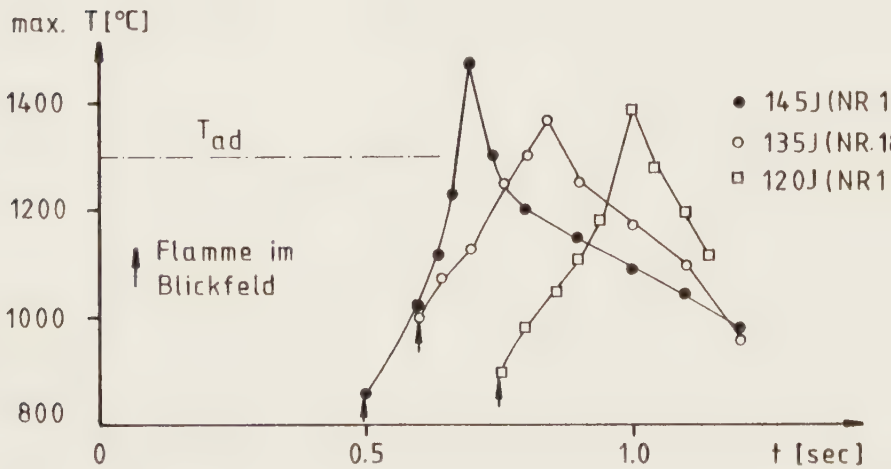


Abb. 6.13 Einfluß der Zündenergie auf den Temperatur/Zeit-Verlauf einer 2,75 Vol.% Äthan/Luft-Flamme; $T_A = 75^\circ\text{C}$, $p_A = 1$ bar

6.5.4.3. Das System Butan/Luft

Wie zu erwarten, zeigten auch die untersuchten Butan/Luft-Gemische eine Zunahme der maximalen Flammentemperatur mit steigender Zündenergie.

Die bei $T_A = 25^\circ\text{C}$ untersuchten 1,8 Vol.%igen Gemische sind im variierten Zündenergiebereich von 500 - 750 J nach den in dieser Arbeit beschriebenen Zündgrenskriterien als zündfähige Gemische anzusehen. Für den angegebenen Zündbereich wurden Flammentemperaturen von 1410 - 1510 $^\circ\text{C}$ ermittelt (Tab. 6.6).

Die bei $T_A = 75^\circ\text{C}$ gezündeten Gemische mit ebenfalls 1,8 Vol.% Butan sind nach Zabetakis (1,75 Vol.%) strenggenommen als zündfähige Gemische anzusehen. Die mit 315 bzw. 335 J gezündeten Gemische sind aber den Ergebnissen in Tab. 6.6 zufolge als Zündgrenzgemische zu werten. Die in Abb. 6.15 aufgezeichneten Temperaturverläufe liegen höher als 1300 $^\circ\text{C}$, d.h. daß auch auf die n-Butan-Gemische die Zabetakis-Gl. (2.2) nicht anwendbar ist.

1,8 Vol.% Butan $T_A = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$				1,8 Vol.% Butan $T_A = 75\text{ }^{\circ}\text{C}$			
NR	ZE [J]	T_{max} [$^{\circ}\text{C}$]	Δp_{max} [bar]	NR	ZE [J]	T_{max} [$^{\circ}\text{C}$]	Δp_{max} [bar]
	250	1550	2,8		710	1490	1,2
	250	1510	2,4		710	1490	1,8
	250	1490	1,45		710	1520	1,5
	670	1500	1,02		705	1470	1,00
	600	1450	0,63		700	1500	1,50
	500	1410	0,40		675	1500	1,12
					650	1500	1,10
				20	645	1420	0,77
					635	1450	0,85
					635	1460	1,15
				21	630	1430	0,85
				22	610	1420	0,79
					610	1460	0,95
					600	1480	0,92
					600	1490	1,05
				23	335	1430	0,39
				24	315	1420	0,31

Tabelle 6.6 Spitzenwerte der Flammentemperatur/Zeit- und Druck/
Zeit-Verläufe

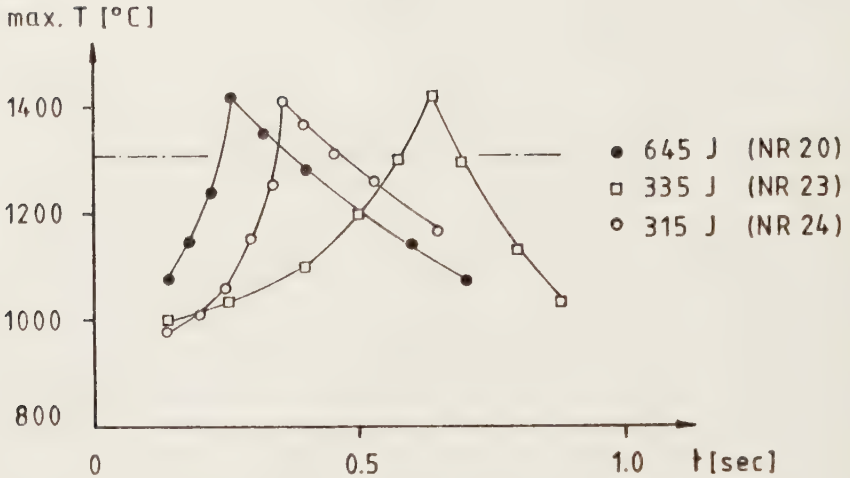


Abb. 6.14 Einfluß der Zündenergie auf den Temperatur/Zeit-Verlauf einer 1,8 Vol.% Butan/Luft-Flamme; $T_A = 25^\circ\text{C}$, $p_A = 1$ bar

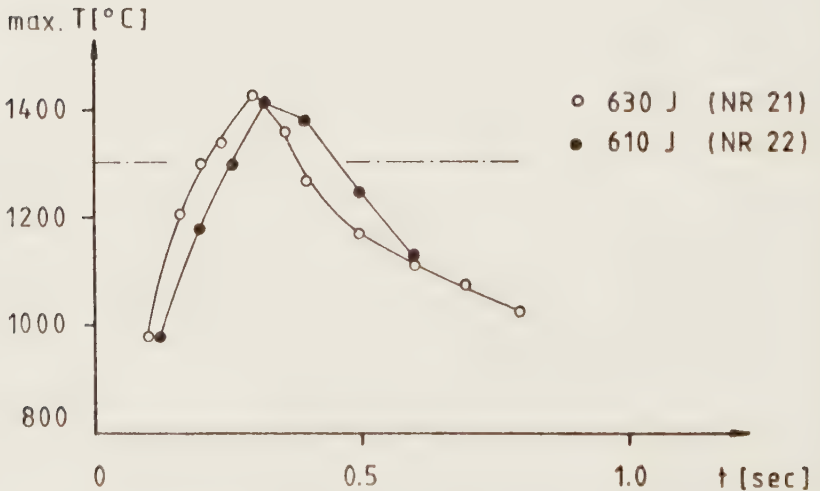


Abb. 6.15 Einfluß der Zündenergie auf den Temperatur/Zeit-Verlauf einer 1,8 Vol.% Butan/Luft-Flamme; $T_A = 75^\circ\text{C}$, $p_A = 1$ bar

6.5.4.4. Das System Methanol/Luft

Nach Christner [4] sollen die Alkohole, wie Methanol, Äthanol und n-Propanol, usw., mit Zündgrenzkonzentration eine gemeinsame adiabate Flammentemperatur von $T_{ad} = 1050^{\circ}\text{C}$ aufweisen, wenn die Gemische mit 100 J Zündenergie gezündet werden.

Die Tabelle 6.7 zeigt, daß alle untersuchten Methanol/Luft-Gemische im Vergleich zu Christner, siehe Abb. 2.7, bis auf das 6,36 Vol.-%-Gemisch, außerhalb des Zündbereichs lagen. Die experimentell ermittelten Werte der Flammentemperaturen, siehe Abb. 6.16, 6.17, überstiegen im gesamten Konzentrationsbereich von 5,20 - 6,26 Vol.% den theoretischen Temperaturwert. Dies bedeutet, daß die Korrelationsgleichung (2.8) auf Methanol/Luft-Gemische nicht mehr anwendbar ist.

Wie bei den n-Alkanen erscheint auch bei Methanol eine Zunahme der Zündenergie, bei konstanter Gemischkonzentration, mit einer Erhöhung der Flammentemperatur verbunden.

Methanol				
$T_A = 25^{\circ}\text{C}$ $p_A = 1 \text{ bar}$				
NR	c	ZE	$T_{\max}$	$\Delta n_{\max}$
	[Vol. %]	[J]	[$^{\circ}\text{C}$]	[bar]
25	6,30	55	1350	0,95
	6,26	185	1300	0,48
	6,22	60	1280	0,60
26	6,10	130	1250	0,82
27	6,63	160	1230	0,82
	6,60	325	1300	1,20
	5,10	460	1350	1,40
28	5,60	460	1160	0,30
29	5,50	525	1310	0,76
30	5,50	4,5	1130	0,37
	5,20	260	1230	0,44

Tabelle 6.7 Spitzenwerte der Temperatur/Zeit- und Druck/
Zeit-Verläufe

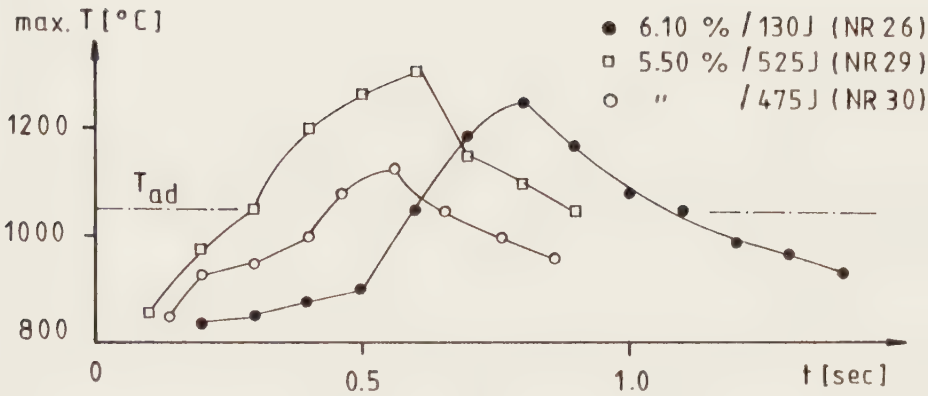


Abb. 6.16 Gemessene Temperatur/Zeit-Verläufe verschiedener Methanol/Luft-Flammen; $T_A = 25^{\circ}\text{C}$, $p_A = 1 \text{ bar}$

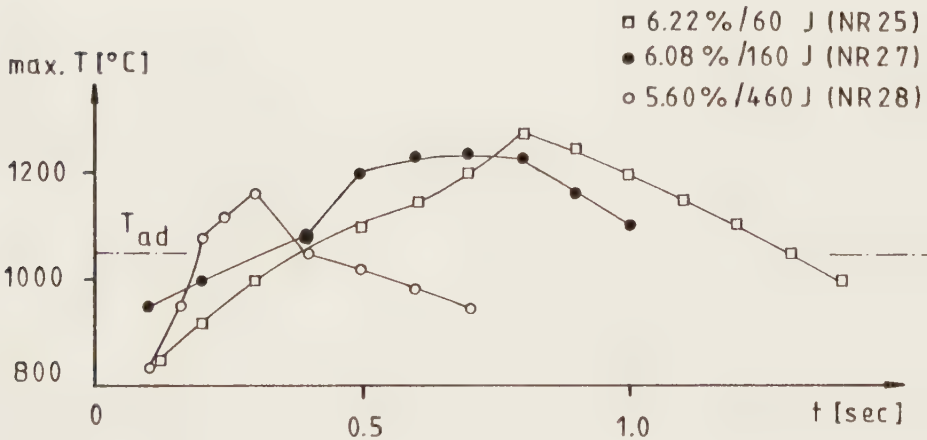


Abb. 6.17 Gemessene Temperatur/Zeit-Verläufe verschiedener Methanol/Luft-Flammen; $T_A = 25^{\circ}\text{C}$, $p_A = 1 \text{ bar}$

6.5.4.5. Das System Äthanol/Luft

Aufgrund der vorliegenden Versuchsergebnisse können für das System Äthanol/Luft ähnliche Feststellungen wie für das System Methanol/Luft getroffen werden.

Äthanol/Luft-Gemische mit Zündgrenzkonzentration oder entsprechend niederen Konzentrationen, siehe Tab. 6.8, Abb. 6.18, sind entgegen Christner als zündfähige Gemischzusammensetzungen zu bezeichnen und ergeben Spitzenwerte in der Flammentemperaturhöhe von über 1220 °C.

Eine klare Aussage über den Einfluß der Zündenergie auf die Maximalwerte der Flammentemperaturen ist bei der geringen Anzahl von Wiederholversuchen nicht möglich.

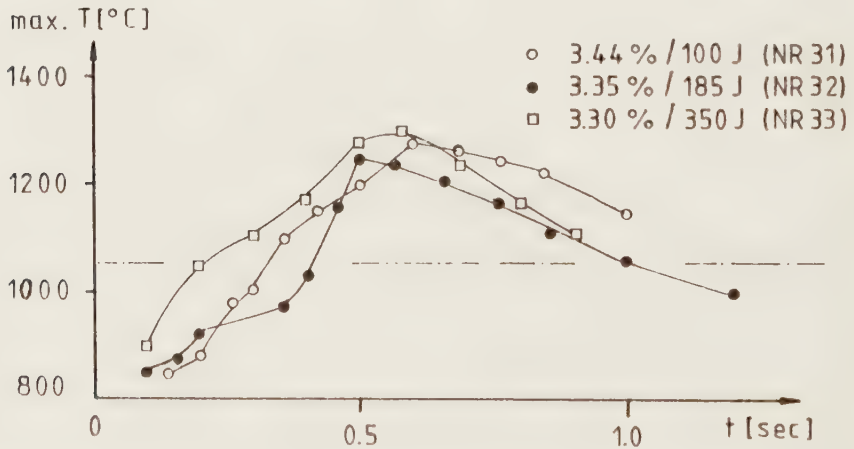


Abb. 6.18 Gemessene Temperatur/Zeit-Verläufe verschiedener Äthanol/Luft-Flammen; $T_A = 25^\circ\text{C}$, $p_A = 1 \text{ bar}$

Äthanol				
$T_A = 25^{\circ}\text{C}$ $p_A = 1 \text{ bar}$				
NR	c	ZE	T_{max}	Δp_{max}
	[Vol. %]	[J]	[$^{\circ}\text{C}$]	[bar]
31	3,65	40	1350	2,9
	3,59	55	1400	2,6
	3,52	50	1220	2,0
	3,50	55	1300	2,7
	3,44	100	1270	1,46
	3,44	80	1280	2,1
	3,43	85	1300	1,7
32	3,35	185	1230	1,60
33	3,30	350	1300	1,36

Tabelle 6.8 Spitzenwerte der Temperatur/Zeit- und Druck/
Zeit-Verläufe

6.5.4.6. Das System Propanol/Luft

Propanol/Luft-Gemische mit 1,81 - 2,25 Vol.% Propanol sind wiederum nach Christner [4] keine zündfähigen Gemische. Die tabellierten Versuchsergebnisse, Tab. 6.9, zeigen aber das Gegenteil. Für diese Gemische wurden Spitzentemperaturen von über 1160 °C gemessen, Abb. 6.19, sodaß auch für die Propanol/Luft-Gemische die Korrelationsgleichung (2.8) nicht mehr gültig ist.

Gemische mit 2,35 Vol.% Propanol ergaben bei Zündenergien von 20 - 55 J keine stark voneinander abweichenden maximalen Flammentemperaturen.

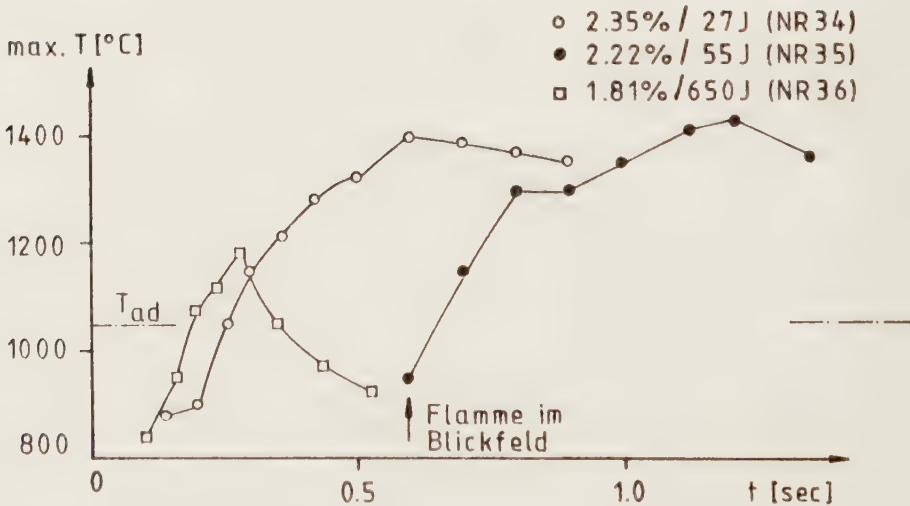


Abb. 6.19 Gemessene Temperatur/Zeit-Verläufe verschiedener Propanol/Luft-Flammen; $T_A = 50^\circ\text{C}$, $p_A = 1 \text{ bar}$

n - Propanol $T_A = 50^{\circ}\text{C}$ $p_A = 1 \text{ bar}$				
NR	c [Vol.%]	ZE [J]	T_{max} [$^{\circ}\text{C}$]	Δp_{max} [bar]
34	2,35	55	1420	1,65
	2,35	27	1400	1,57
	2,35	20	1400	1,59
	2,25	60	1380	1,50
35	2,22	55	1430	1,76
	1,89	300	1250	0,30
36	1,81	650	1160	0,30

Tabelle 6.9 Spitzenwerte der Temperatur/Zeit- und Druck/
Zeit-Verläufe

6.6. Vergleich gemessener maximaler Flammentemperaturen mit theoretischen adiabaten Flammentemperaturen

Die Verbrennungsreaktion in der Nähe der unteren Zündgrenze ist mit einem geringen, aber nicht vernachlässigbaren Druckanstieg verbunden, so daß genau genommen nicht von einer Verbrennung bei konstantem Druck gesprochen werden kann. Sieht man von der relativ kurzen Phase konstanten Druckes (siehe Druckverläufe im Anhang 9.11) in der Nähe des maximalen Druckanstiegs ab, so ist die in einem abgeschlossenen Gefäß ablaufende Explosion vom thermodynamischen Standpunkt aus als Verbrennung bei konstantem Volumen, gekoppelt mit einem Druckanstieg, anzusehen.

Erfolgt die Verbrennung adiabat, so können beide Verbrennungsarten ($p = \text{const.}$ bzw. $V = \text{const.}$) durch die sogenannte theoretische adiabate Verbrennungstemperatur für konstanten Druck bzw. für konstantes Volumen gekennzeichnet werden. Demzufolge sollte die zu erwartende maximale Explosionstemperatur einen Wert zwischen $T_{\text{theor.ad.V const.}}$ und $T_{\text{theor.ad.p=const.}}$ annehmen.

Die in Abb. 6.20 bzw. 6.21 dargestellten experimentell ermittelten maximalen Flammentemperaturen ausgewählter n-Alkan/Luft- bzw. n-Alkohol/Luft-Gemische bestätigen diese Erwartung.

Die Korrelationsgleichungen von Zabetakis, Gl.(2.2) und Christner, Gl.(2.8) setzen Konstanz der adiabaten Flammentemperatur $T_{\text{ad.p=const.}}$ für n-Alkan/Luft- und n-Alkohol/Luft-Zündgrenzgemische voraus. Dies trifft nach thermodynamischen Berechnungen [93,94] jedoch nicht zu. Die tatsächlichen theoretischen Flammentemperaturen $T_{\text{theor.ad.p=const.}}$, Abb. 6.20, sind außer bei Methan höher als 1300 °C.

Sowohl die gemessenen als auch die theoretisch berechneten Flammentemperaturen zeigen, daß für die Homologen der n-Alkane und n-Alkohole keine gemeinsame Flammentemperatur existiert.

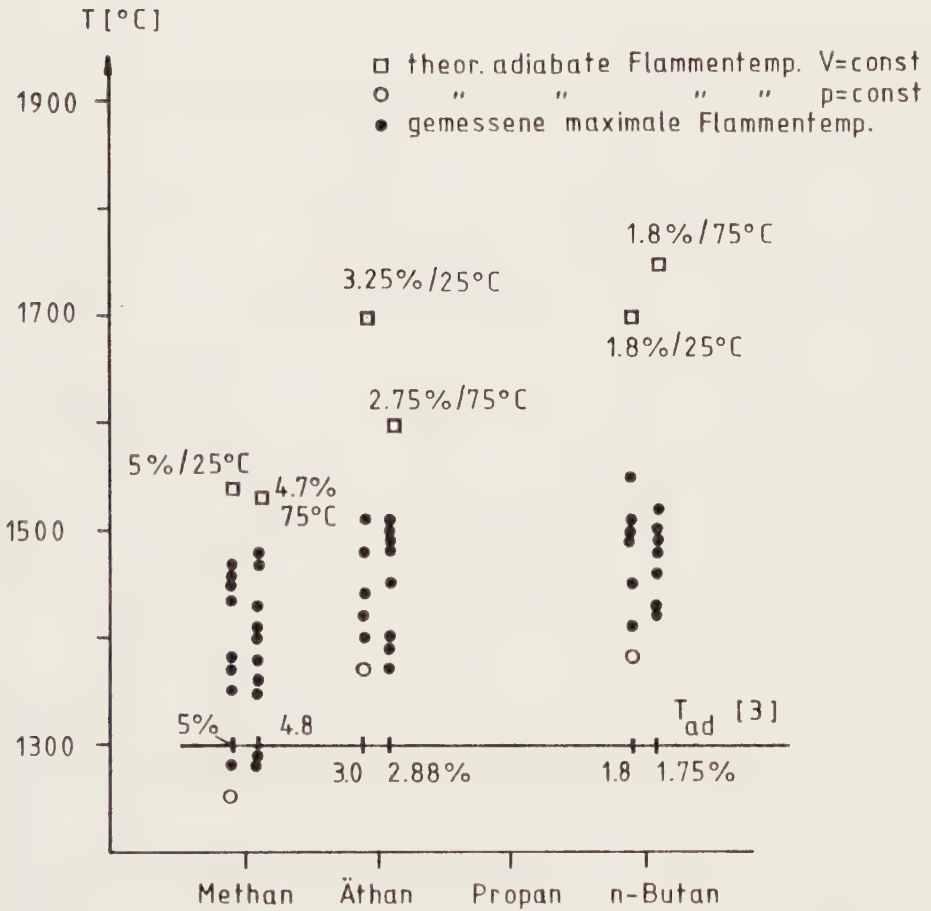


Abb. 6.20 Gemessene maximale Flammentemperaturen ausgewählter n-Alkan/Luft-Gemische im Vergleich zu der theoretischen adiabat. Flammentemperatur für $V=\text{const.}$ bzw. $p=\text{const.}$

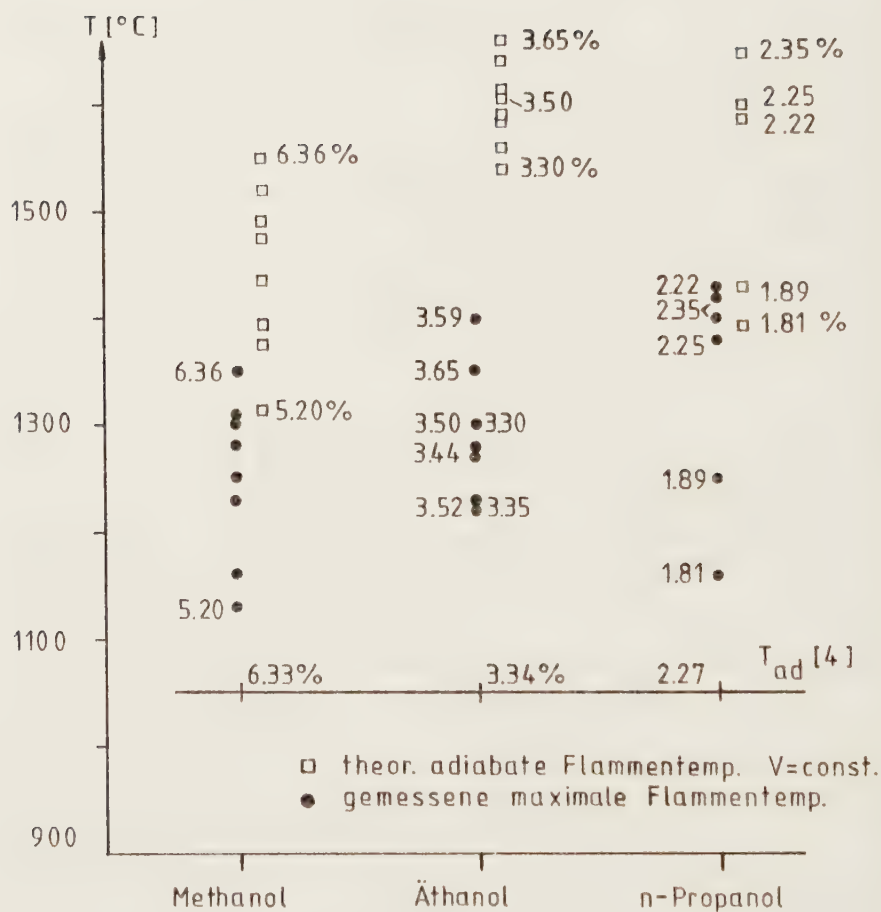


Abb. 6.21 Gemessene maximale Flammentemperaturen ausgewählter n-Alkohol/Luft-Gemische im Vergleich zu der theoret. adiabaten Flammentemperatur für $V=\text{const.}$

6.7. Vergleich gemessener maximaler Flammentemperaturen mit Literaturwerten

Die Existenz einer gemeinsamen Flammentemperatur für n-Alkan/Luft-Gemische ist praktisch seit dem Bestehen der Burgess- und Wheeler-Beziehung, Gl.(2.3) umstritten. Dies kommt besonders deutlich in dem 1953 erschienenen Übersichtsartikel von Egerton "Limits of Inflammability" [95] zum Ausdruck. Seine Ergebnisse sind in Tabelle 6.10 wiedergegeben.

Die erste Spalte der Tabelle zeigt, daß die sogenannte "mittlere Flammentemperatur" T_m nach Egerton der $(C_1 - C_{10})$ /Luft-Gemische nicht wesentlich vom Wert $T_{ad.} = 1300^\circ C$ abweicht. Die in der 2. Spalte angegebenen etwas höheren Zündgrenzkonzentrationen sollten dagegen mit wachsender C-Zahl zunehmende T_m -Werte aufzeigen. Die eigenen Messungen, die für Methan, Äthan und n-Butan bei etwa gleicher Zündenergie steigende Flammentemperaturen ergaben, bestätigen diese Zunahme.

Für die n-Alkohol/Luft-Gemische ist ein derartiger Vergleich aufgrund fehlender Literaturdaten nicht möglich.

C-Zahl des n-Alkans	c [Vol. %] $T_m [^{\circ}\text{C}]$	c [Vol. %] $T_m [^{\circ}\text{C}]$	c [Vol. %] $T_{\text{max}} [^{\circ}\text{C}]$
1	5 1225	5,26 1254	5 1350-1475
2	2,9 1218	3,10 1291	3 1400-1510
3	2,1 1233	2,37 1383	1,8 1410-1550
4	1,8 1340	1,93 1445	
5	1,4 1292	1,62 1485	
6	1,26 1361	1,46 1568	
7	1,05 1322	1,26 1569	
8	0,96 1362	1,12 1575	
9	0,87 1328		
10	0,78 1369		
	offenes Rohr Ø 5,6 cm, n = const.	"Standard"- Methode, Rohr Ø 5,08 cm	eigene Messungen

Tabelle 6.10 Flammentemperaturen von n-Alkan/Luft-Gemischen
nach Egerton [95] im Vergleich mit eigenen
Meßergebnissen

6.8. Vergleich der Meßergebnisse mit Explosionstemperaturen des US Bureau of Mines

Versuchsergebnisse in Form von zeitlichen Explosionstemperaturverläufen sind nur vom US Bureau of Mines bekannt. Hier sind vor allem die Veröffentlichungen über das Strahlungsverhalten von Methan/Luft-Explosionsflammen in Groß- bzw. Kleinbehältern zu nennen [55, 56, 96]. Spektroskopische Meßmethoden mit msec-Ansprechzeit dienen zur Temperaturbestimmung.

Eine Auswahl gemessener Temperaturverläufe von Methan/Luft-Mischungen ist in den Abb. 6.22 - 6.24 dargestellt.

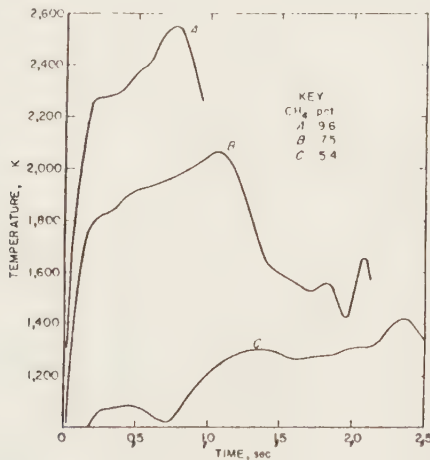


Abb. 6.22 Explosionstemperaturverläufe verschiedener Methan/Luft-Gemische im Großbehälter $\varnothing$ 3,66 m;
 $T_A = 25^\circ\text{C}$, $p_A = 1 \text{ atm}$, $ZE = 1,4 \text{ J}$; [56]

Abb. 6.22 aus [56] zeigt die in einem Großbehälter von 3,66 m Durchmesser ermittelten Temperaturen. Besonders das zündgrenznahe 5,4 Vol.-%-Gemisch zeigt den für Großbehälterexplosionen typischen langgedehnten Temperaturverlauf. Die Spitzentemperatur von 1420 K (1147°C) wird nach 2,35 sec erreicht. Die brennstoffreicheren Mischungen erreichen die maximale Explosionstemperatur entsprechend schneller.

In Abb. 6.23 aus [96] sind die ebenfalls in Großbehältern gemessenen Temperaturverläufe im Vergleich zu berechneten adiabatischen Temperaturverläufen wiedergegeben. Wie die Abbildung zeigt, verlaufen die Explosionen nahezu adiabat.

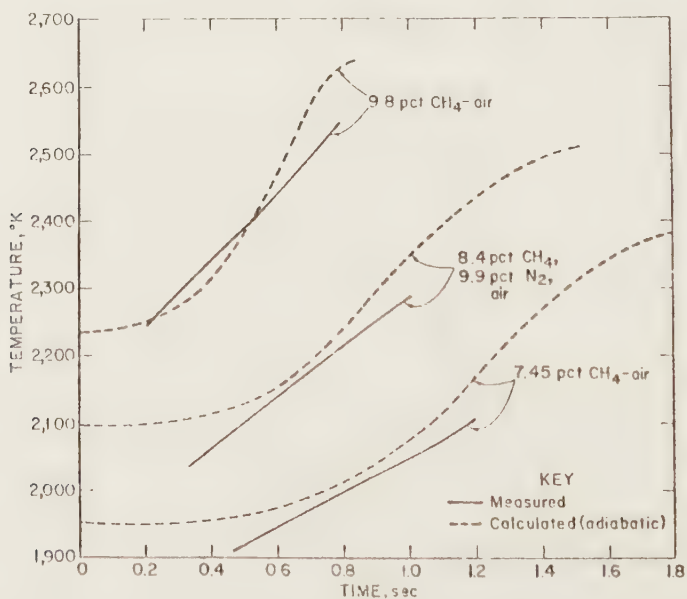


Abb. 6.23 Gemessene Explosionstemperatur/Zeit-Verläufe verschiedener Methan/Luft-Gemische im Vergleich zu adiabat. Verläufen; (V=const.); ϕ 3,66 m; $T_A=25^\circ\text{C}$, $p_A=1$ atm, $ZE=1,4$ J; [96]

In Abb. 6.24 ist der Strahldichte/Zeit- und Temperatur/Zeit-Verlauf einer mit Stickstoff verdünnten stöchiometrischen CH_4 /Luft-Mischung [55,96] dargestellt.

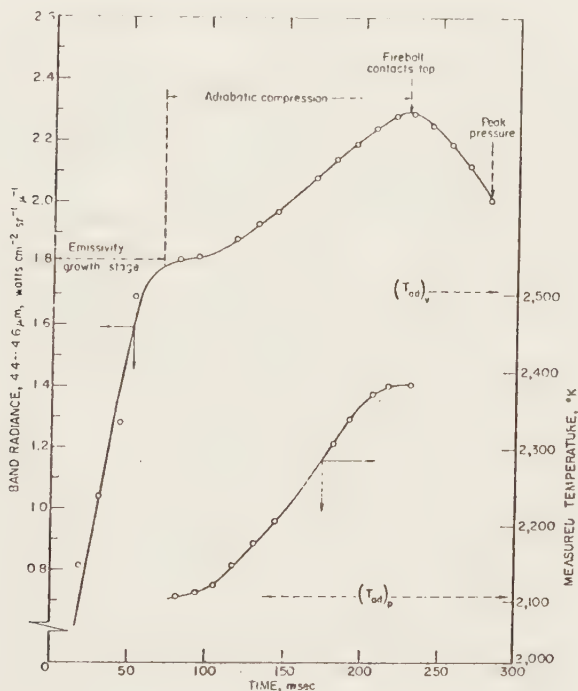


Abb. 6.24 Zeitlicher Strahldichteverlauf der 4,4 - 4,6 μm Emissionsbande des CO_2 und Temperaturverlauf eines 9,48 Vol.% CH_4 /Luft-Gemisches, verdünnt mit 9,8 % N_2 ; ϕ 0,61 m; $T_A = 25^\circ\text{C}$, $p_A = 1 \text{ atm}$, $ZE \approx 12,3 \text{ mJ}$; [96]

Der Strahldichteverlauf läßt erkennen, daß bereits 50 - 70 msec nach der Zündung Sättigungs-Strahldichtewerte erreicht werden, während in der adiabatischen Kompressionsphase der Explosion der

Strahldichtewert nur noch langsam ansteigt. Aus dem Temperaturverlauf geht hervor, daß die nach 230 msec erreichte maximale Flammentemperatur, $T = 2390 \text{ K}$ (2117°C) um 110°C unter der adiabaten Flammentemperatur $T_{\text{ad.V=const.}} = 2507 \text{ K}$ (2234°C) liegt.

Eine 5,6 Vol.% CH_4 /Luft-Mischung (ohne Abbildung), die in einem 9 l - Kugelexplosionsgefäß [55] mit 12,3 mJ gezündet wurde, ergab eine Spitzentemperatur von 1520 K (1247°C), 413 msec nach der Zündung ($T_A = 25^{\circ}\text{C}$, $p_A = 1 \text{ atm}$, $p = 0,36 \text{ atm}$). Nach Hertzberg [55] ist diese Explosionsflamme in der Anfangsphase als Volumenstrahler und danach als Flächenstrahler aufzufassen.

Zusammenfassend sind die Versuchsergebnisse des Bureau of Mines so zu werten, daß eine Explosion, von der Verbrennungstheorie her betrachtet, eher einer theoretischen adiabaten Verbrennung bei const. Volumen entspricht, als einer Verbrennung bei const. Druck. Dies wird auch durch die eigenen Meßergebnisse bestätigt.

Die Temperaturmeßgenauigkeit, die mit dem in dieser Arbeit beschriebenen Meßverfahren erzielt wurde ($\pm 5,5 - 6 \%$), ist beachtlich im Vergleich zu der von Hertzberg angegebenen [55] von $\pm 4,5 \%$.

7. Berechnete theoretische adiabate Flammentemperatur bei konstantem Volumen

7.1. Allgemeines

Die theoretische adiabate Flammentemperatur kann bei Anwendung des Energiegleichgewichts auf die gesamten ablaufenden Reaktionen rechnerisch für die Verbrennung bei const. Volumen bzw. bei const. Druck bestimmt werden. Für die adiabate Verbrennung bei const. Druck gilt, daß die bei der Verbrennungsreaktion freiwerdende Reaktionsenthalpie $(-\Delta H_R)_{p=\text{const}}$ dazu benutzt wird, die Reaktionsprodukte bis zur Verbrennungstemperatur $T_{\text{theor.ad.p}=\text{const.}}$ aufzuheizen. Bei höheren Temperaturen ist die teilweise thermische Dissoziation der Verbrennungsgase mitzuberechnen.

Die theoretische Verbrennungstemperatur $T_{\text{theor.ad.V}=\text{const.}}$ ist entsprechend aus der Inneren Energie $(\Delta U)_{V=\text{const.}}$ abzuleiten.

Die einschlägigen Veröffentlichungen [96 - 100] behandeln ausschließlich die Verbrennung der Paraffin-Kohlenwasserstoffe, wie Methan, Äthan, Propan und n-Butan, und zwar sowohl bei const. Volumen als auch bei const. Druck. Für hohe Anfangstemperaturen ($T_A > 25^\circ\text{C}$) sowie für Alkohole allgemein sind bisher keine veröffentlichten Werte $T_{\text{theor.ad.V}=\text{const.}}$ bekannt. Diese fehlenden Daten wurden unter Erstellung eines Programms, das im folgenden beschrieben wird, berechnet.

7.2. Berechnungsmethode

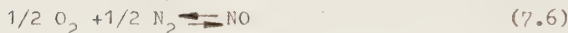
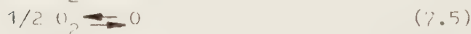
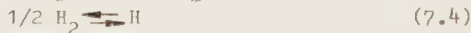
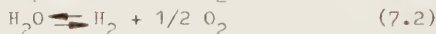
Die in der Literatur beschriebenen Berechnungsmethoden [97 - 105] unterschieden sich hauptsächlich in der Ausführung der Computer-

programme. Es galt ein möglichst einfaches Verfahren auszuwählen, das dennoch genügend Genauigkeit gewährleistete. Die Berechnungsmethode von Hillen [98] entsprach diesen Anforderungen.

Bei der Berechnung wurde von folgenden Voraussetzungen ausgegangen:

- 1) Homogene Brenngas/Luft-Mischung
- 2) Homogene Zusammensetzung der Flamme
- 3) Das System ist adiabatisch und die idealen Gasgesetze sind gültig
- 4) Der Brennstoff ist gasförmig

Zu berechnen waren die Komponenten CO , CO_2 , C_2 , H_2 , H_2O , OH , H , O , NO , N_2 , Ar , wobei folgende Gleichgewichtsreaktionen zugelassen wurden:



7.2.1. Berechnungsgleichungen zur Bestimmung der Gleichgewichtszusammensetzung

Werden die oben aufgeführten Komponenten nacheinander als a , b , ..., j , und Argon als r bezeichnet, dann lauten die Gleichgewichtskonstanten $K_{V=\text{const.}}$ für die Reaktionen (7.1) - (7.6)

$$K_1 = a \cdot \sqrt{c} / b \quad (7.7)$$

$$K_2 = d \cdot \sqrt{c} / e \quad (7.8)$$

$$K_3 = f \cdot \sqrt{d} / e \quad (7.9)$$

$$K_4 = g / \sqrt{d} \quad (7.10)$$

$$K_5 = h / \sqrt{c} \quad (7.11)$$

$$K_6 = i / (\sqrt{c} \cdot \sqrt{j}) \quad (7.12)$$

Die in Molzahlen ausgedrückten Massenbilanzen für Kohlenstoff (C), Wasserstoff (H), Sauerstoff (O), Stickstoff (N) und Argon (Ar) ergeben sich zu

$$n_C = a + b \quad (7.13)$$

$$n_H = 2d + 2e + f + g \quad (7.14)$$

$$n_O = a + 2b + 2c + e + f + h + i \quad (7.15)$$

$$n_N = i + 2j \quad (7.16)$$

$$n_{Ar} = a_r \quad (7.17)$$

Der Verbrennungsdruck p ist mit der Gesamtmolzahl, dem Behältervolumen und der berechneten Flammentemperatur berechenbar:

$$p = \frac{\sum n \cdot T_{ad} \cdot R}{V} \quad (7.18)$$

Werden alle Unbekannten (a, b, c, f, g, h, i, j) durch d ($=n_{H_2}$) und e ($=n_{H_2O}$) ausgedrückt, erhält man nach einigen Umformungen

$$e = (n_H - 2d - K_4 \sqrt{d}) / (2 + \frac{K_4}{d}) \quad (7.19)$$

$$c = K_2^2 \cdot e^2 / d^2 \quad (7.20)$$

$$f = K_3 \cdot e / \sqrt{d} \quad (7.21)$$

$$g = K_4 \sqrt{d} \quad (7.22)$$

$$h = K_2 \cdot K_5 \cdot e / d \quad (7.23)$$

$$a = n_C \cdot \left[1 - \frac{K_2 \cdot e}{(K_1 d + K_2 e)} \right] \quad (7.24)$$

$$b = n_C \cdot K_2 e / (K_1 d + K_2 e) \quad (7.25)$$

$$i = (K_6^2 \cdot c + \sqrt{(K_6^2 \cdot c)^2 - 8 \cdot K_6^2 \cdot c \cdot n_N}) / 4 \quad (7.26)$$

$$j = i^2 / K_6^2 \cdot c \quad (7.27)$$

Löst man Gl. (7.15) nach i auf, erhält man

$$y = i = n_0 - a - 2b - 2c - e - f - h \quad (7.28)$$

Zur Lösung des Gleichungssystems wählt man einen Algorithmus, der von der schrittweisen Veränderung des d (= H₂)-Wertes ausgeht. Man nimmt einen Schätzwert für d an und berechnet nacheinander

e	nach (7.19)
c, f, p, h	nach (7.20) - (7.23)
a, b, i	nach (7.25) - (7.26)
j	nach (7.27)

Anschließend wird y nach Gl. (7.28) berechnet. Die korrekte Lösung erhält man, wenn i und y mit einer vorgegebenen Genauigkeit übereinstimmen. Der Testparameter Z wird nach Gl. (7.29) berechnet

$$Z = (i + 100) / (y + 100) \quad (7.29)$$

7.2.2. Berechnung der Verbrennungstemperatur

Entspricht die bei der Verbrennung freiwerdende innere Energie, ΔU_{Verbr} , Gl. (7.30), der inneren Energie ΔU_{ben} , Gl. (7.32), die benötigt wird, um die Verbrennungsprodukte auf die adiabate Flammentemperatur zu bringen, dann ist die Flammentemperatur exakt bestimmbar. Im Praktischen gibt man wiederum eine Genauigkeit ϵ gemäß Gl. (7.34) vor.

$$\Delta U_{\text{Verbr}} = \Delta H_{\text{Verbr}} - \left[\sum_{i=1}^{11} (n_{ei} - n_i) \cdot R \cdot T_A \right] \quad (7.30)$$

$$\Delta H_{\text{Verbr}} = \sum_{i=1}^{11} \left[(n_i - n_{ei}) \cdot (\Delta H_{B,298}^{\circ} + \int_{298}^{T_A} c_{pi}(T) \cdot dT) \right] \quad (7.31)$$

$$\Delta U_{\text{ben}} = \Delta H_{\text{ben}} - \sum_{i=1}^{11} \left[n_{ei} \cdot R \cdot (T_{ad} - T_A) \right] \quad (7.32)$$

$$\Delta H_{\text{ben}} = \sum_{i=1}^{11} \left[n_{ei} \cdot \int_{T_A}^{T_{ad}} c_{pi}(T) \cdot dT \right] \quad (7.33)$$

$$\left[\Delta U_{\text{Verbr}} - \Delta U_{\text{ben}} \right] < \epsilon \quad (7.34)$$

In den Gleichungen bedeuten:

n_{ei} = Mole der Verbrennungsprodukte i im
Gleichgewicht

n_i = Mole der Komponenten vor der Verbrennung

7.2.3. Berechnung des Verbrennungsdruckes

Ist die adiabate Flammentemperatur und die Gleichgewichtszusammensetzung bekannt, kann der theoretische Verbrennungsdruck nach dem idealen Gasgesetz Gl. (7.35) berechnet werden. In der Gleichung bedeutet V das Behältervolumen (6 L).

$$p_{\text{Verbr}} = \frac{\left[\sum_{i=1}^{11} n_i \right] \cdot R \cdot T_{ad}}{V} \quad (7.35)$$

7.2.4. Berechnung thermodynamischer Daten

Die in jedem Iterationsschritt neu zu berechnenden thermodynamischen Daten, wie die spez. Wärmekapazität c_p und die Gleichgewichtskonstanten K_V , ließen es sinnvoll erscheinen, diese Daten vom Computer direkt über Polynome bzw. Korrelationsgleichungen

berechnen zu lassen. Die c_p -Werte wurden nach Prothero [106] und Thinh [107] berechnet, die K_V -Werte über die bekannte Beziehung Gl. (7.46). Die darin enthaltenen K_p -Werte schließlich wurden über die Korrelationsgleichungen von Agrawal [97] berechnet.

$$K_V = K_p \cdot (RT)^{-(\sum n_{\text{Produkte}} - \sum n_{\text{Edukte}})} \quad (7.36)$$

Die Werte für die Standardbildungsenthalpien $\Delta H_{B,298}^\circ$ sind den Veröffentlichungen [80,82,106] entnommen.

7.2.5. Programmbeschreibung

Das Rechenprogramm, in Abb. 7.1 als Hierarchie-Diagramm dargestellt, ist im Rechenzentrum des Instituts für Technische Chemie I hinterlegt. Die Rechenergebnisse sind im Vergleich zu Steffensen [96] und Agrawal [97], die bei den Berechnungen 18 Komponenten und 14 Gleichgewichtsreaktionen berücksichtigten, als übereinstimmend zu bezeichnen. Die Tabelle 7.1 zeigt, daß die für Methan/Luft-Gemische berechneten theoretischen adiabaten Flammentemperaturen gegenüber den Werten von Steffensen maximal 1,54 % höher sind. Bei brennstoffarmen Mischungen, $\varphi = 0,5 - 0,7$, betragen die prozentualen Abweichungen nur 0,89 %.

$\varphi = \frac{c}{c_{\text{Stöch.}}}$ [-]	$T_{\text{theor.ad.V=const.}}$		$\frac{T - T'}{T'} \cdot 100$ [%]
	T [K]	T' [K]	
0,5	1799	1815	0,89
0,6	2016	2017	0,05
0,7	2209	2225	0,72
0,8	2376	2400	1,01
0,9	2506	2535	1,16
1,0	2585	2620	1,35
1,10	2600	2640	1,54
	eigene Berech- nungen	Steffen- sen [96] Agrawal [97]	

Tabelle 7.1 Vergleich theoretisch berechneter adiabater Flammentemperaturen für die Verbrennung bei const. Volumen

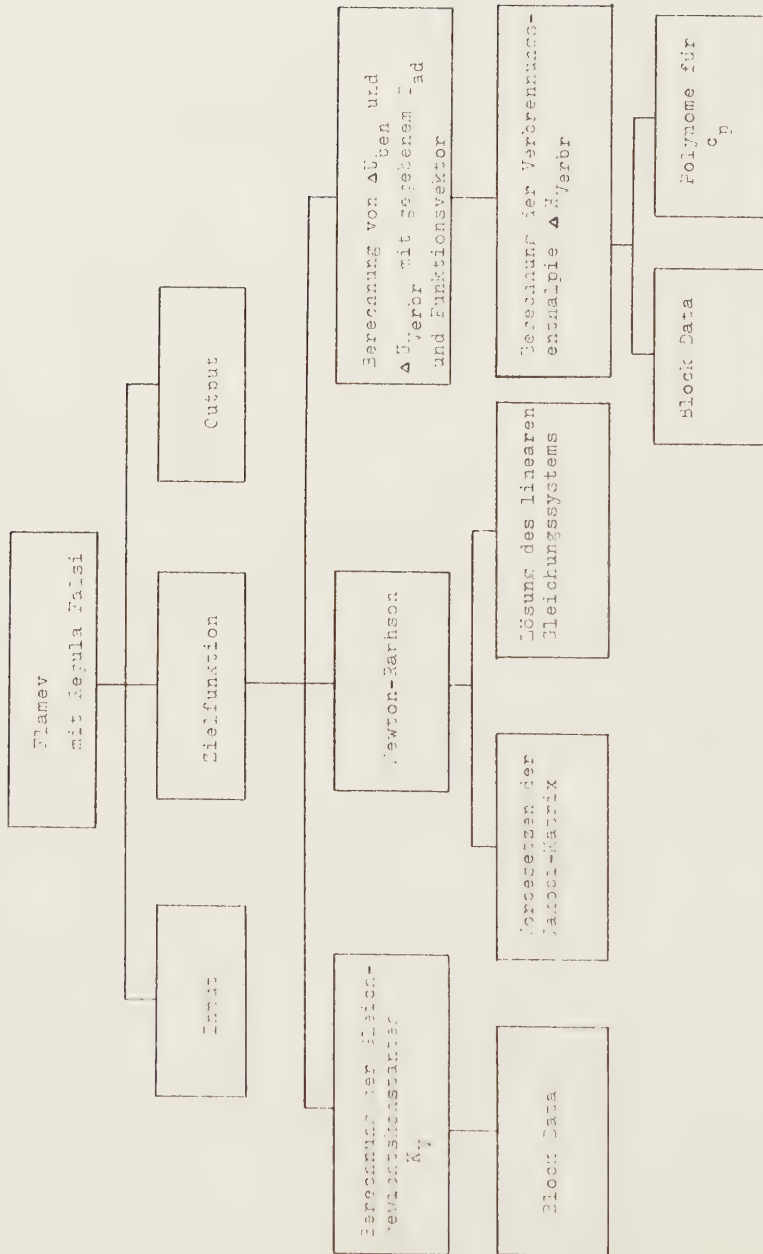


Abb. 7.1 Hierarchie-Diagramm des Rechenprogramms Flamev

7.3. Rechenergebnisse

Die Rechenergebnisse der hier untersuchten Brenngas- bzw. Brennstoff/Luft-Gemische sind in den folgenden Plotter-Diagrammen (7.2 - 7.8) dargestellt.

In den Abbildungen bedeutet TJN: Ausgangstemperatur in [K]
und PJN: Ausgangsdruck in [bar]

Das sogenannte Equivalence Ratio stellt das Verhältnis von tatsächlicher Brennstoffkonzentration zu stöchiometrischer Brennstoffkonzentration dar. Die Werte der stöchiometrischen Konzentrationen sind bei den einzelnen Abbildungen mit vermerkt.

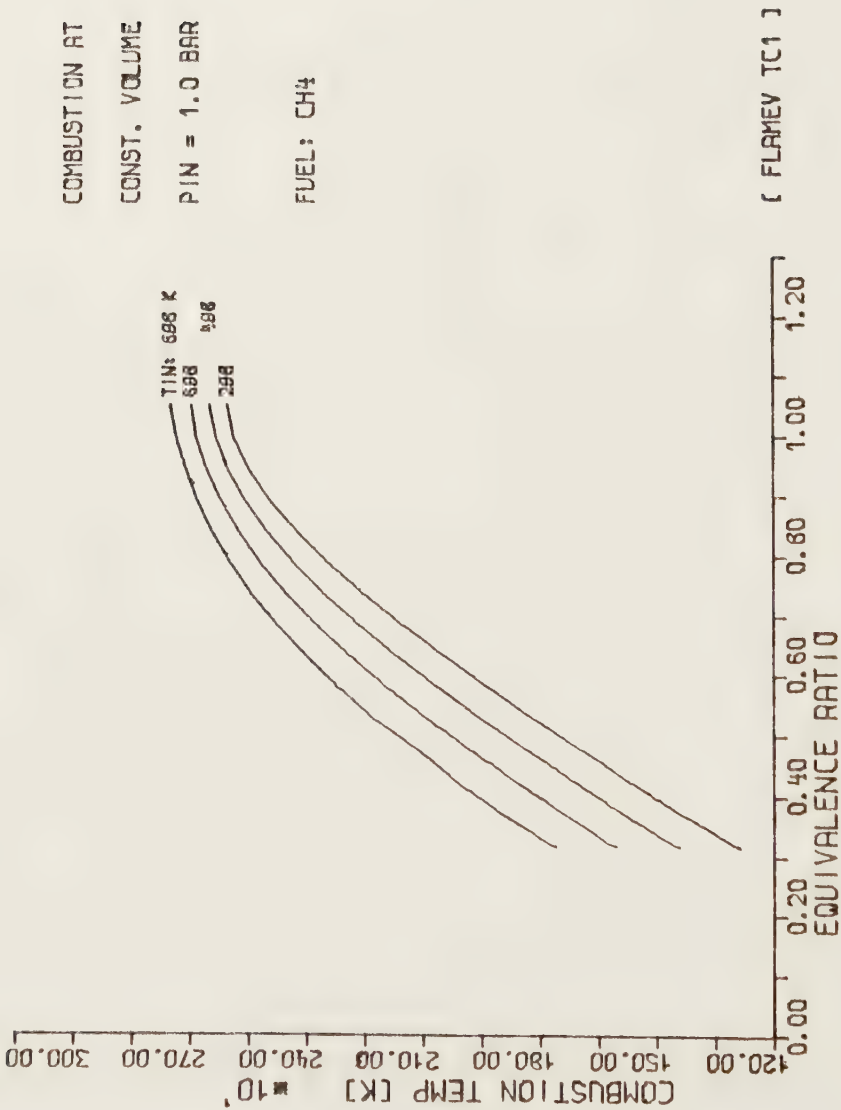


Abb. 7.2 Plotterdiagramm des Systems Methan/Luft; $c_{st.} = 9,48 \text{ Vol.}\%$

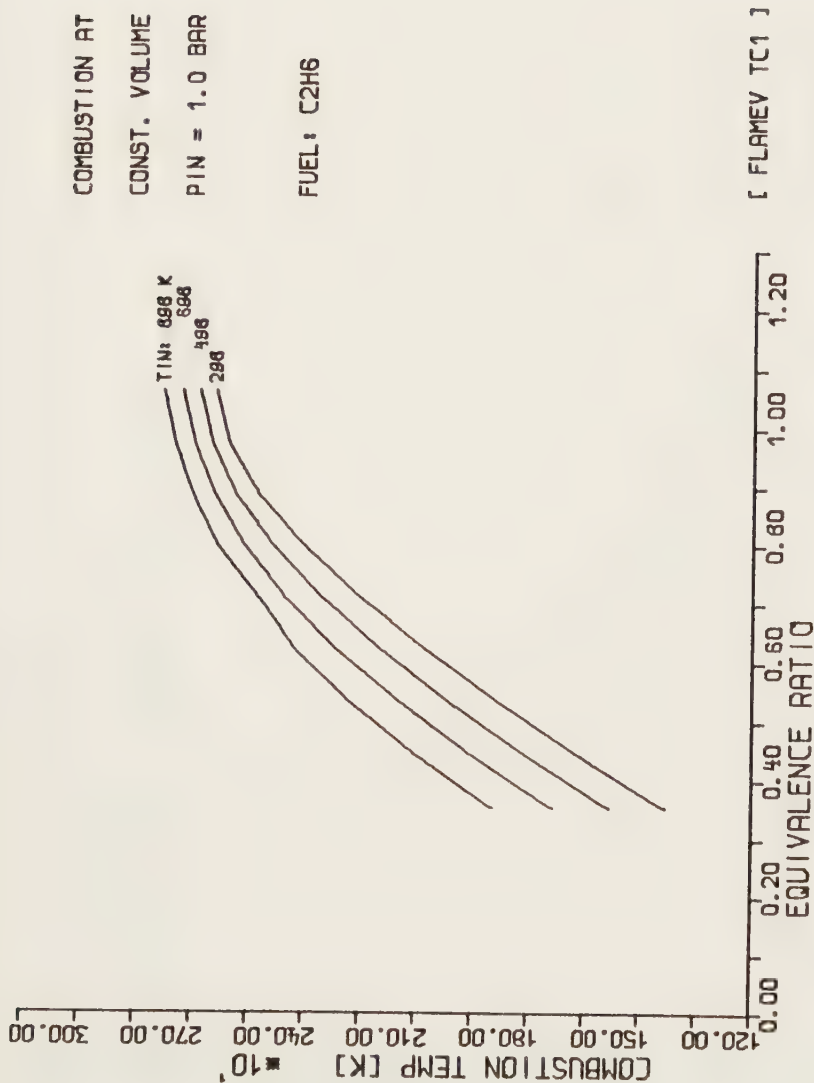


Abb. 7.3 Flotterdiagramm des Systems Äthan/Luft: $c_{st} = 5,05 \text{ Vol.}\%$

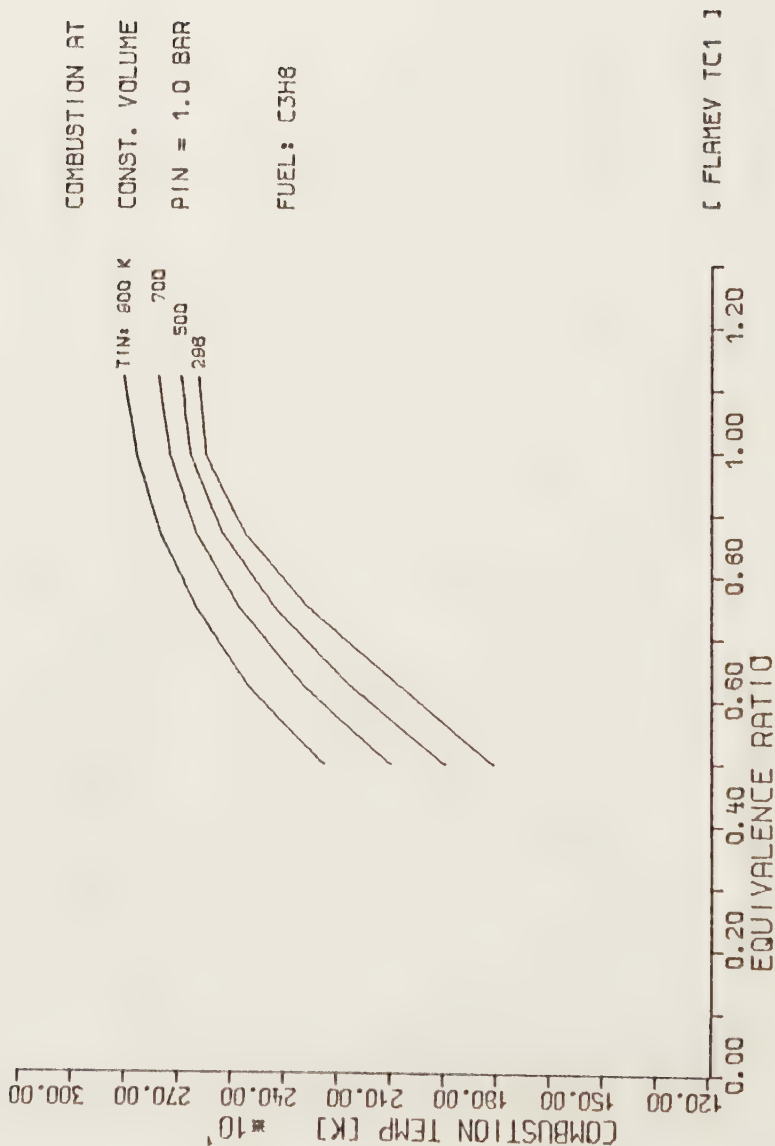


Abb. 7.4 Plotterdiagramm des Systems Propan/Luft; $c_{st.} = 4,02 \text{ Vol.}\%$

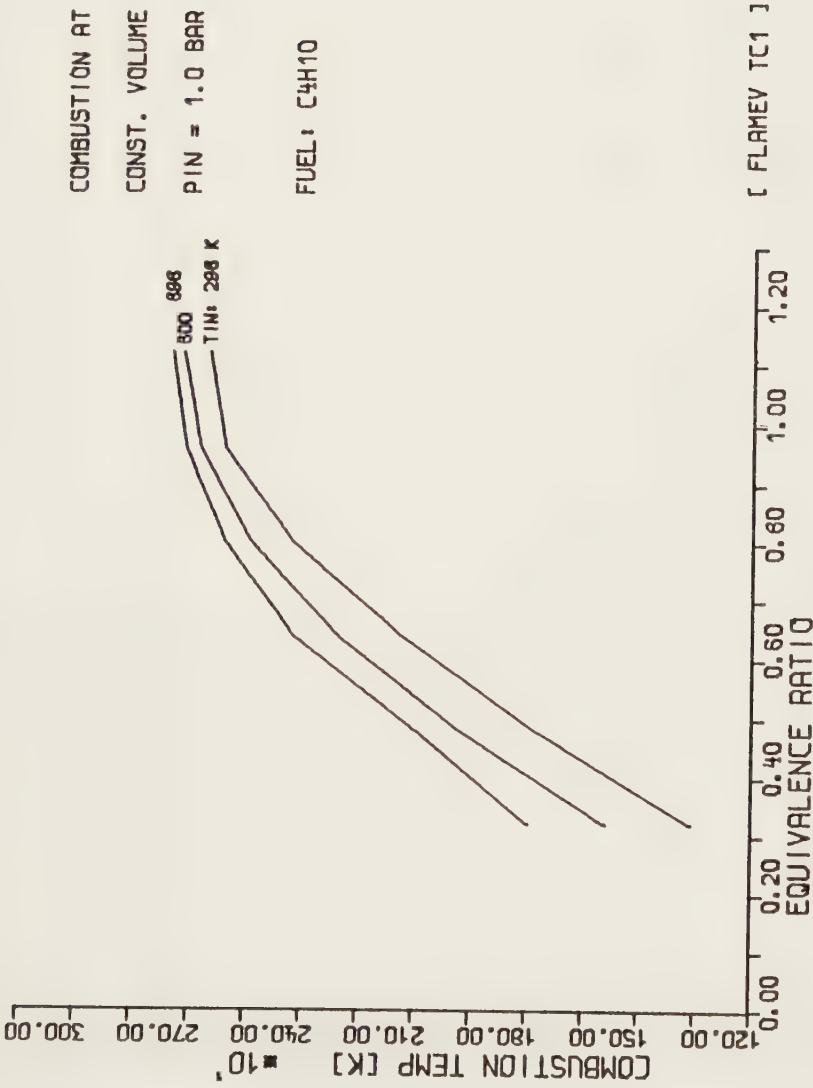


Abb. 7.5 Plotterdiagramm des Systems n-Butan/Luft; $c_{st.} = 3,12 \text{ Vol.}\%$

COMBUSTION AT

CONST. VOLUME

PIN = 1.0 BAR

FUEL: C₁H₄O

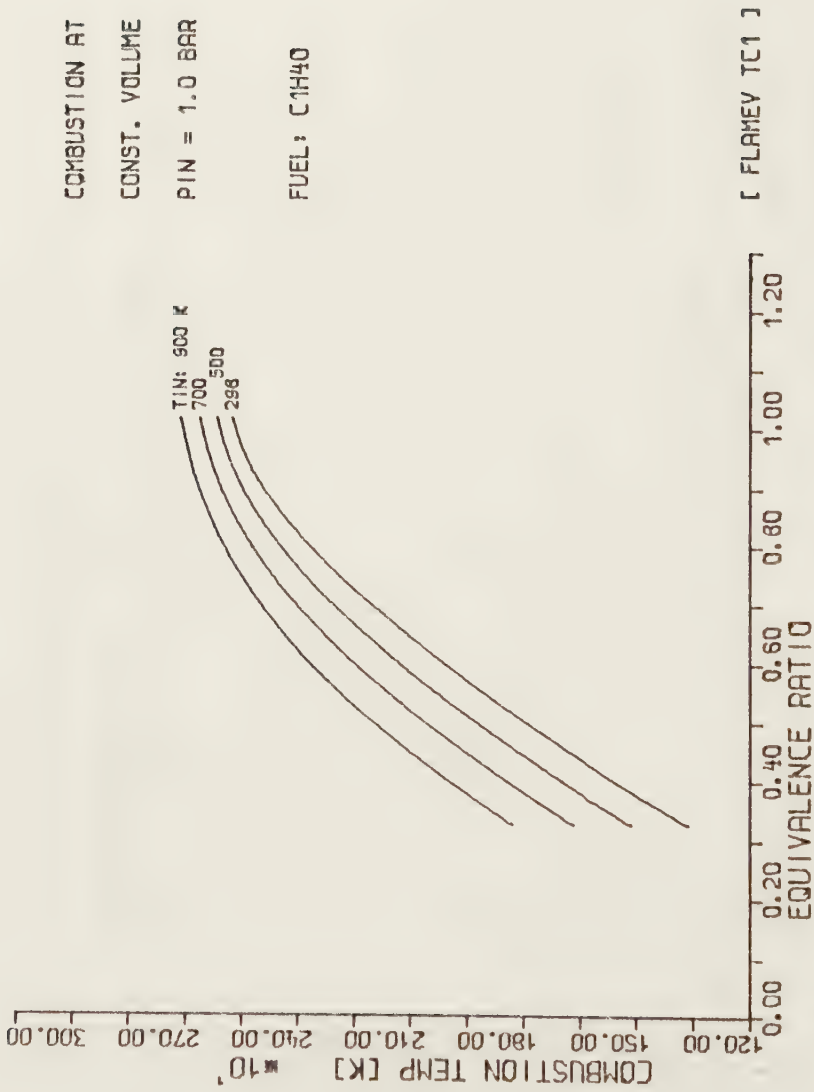


Abb. 7.5 Plotterdiagramm des Systems Methanol/Luft: $\phi_{st.} = 12,26 \text{ Vol.}\%$

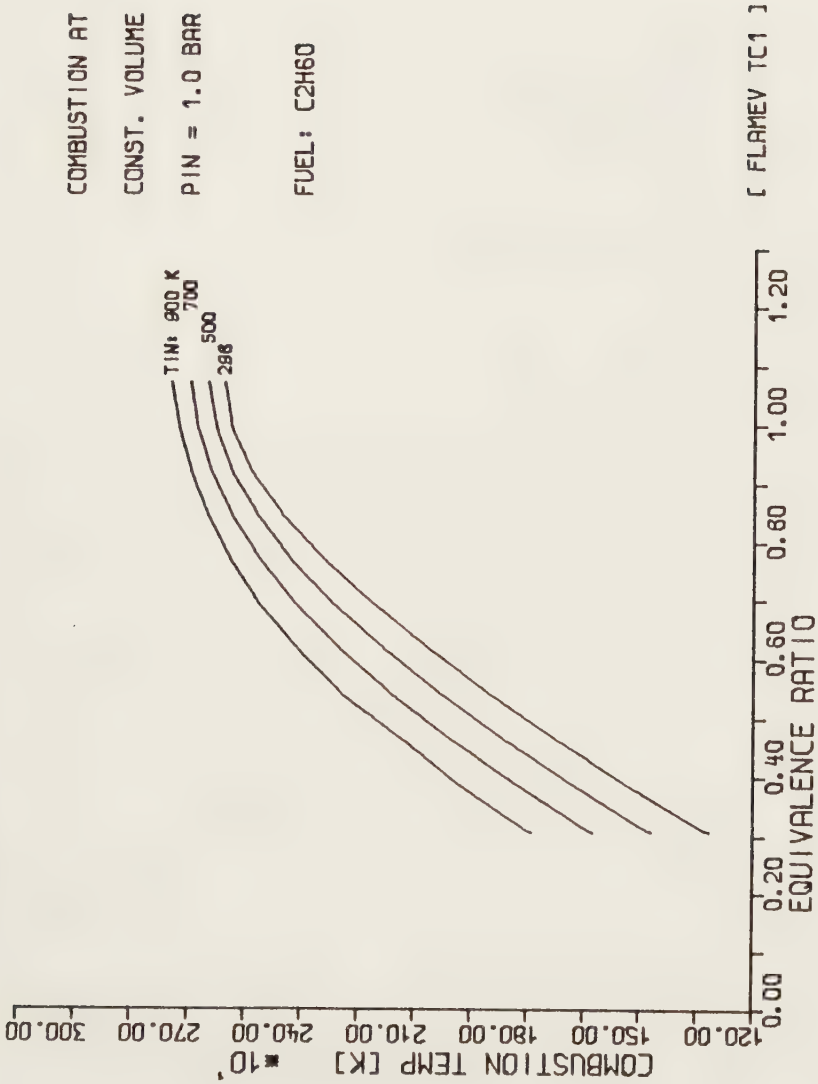


Abb. 7.7 Plotterdiagramm des Systems Äthanol/Luft; $c_{st.} = 6,53 \text{ Vol.}\%$

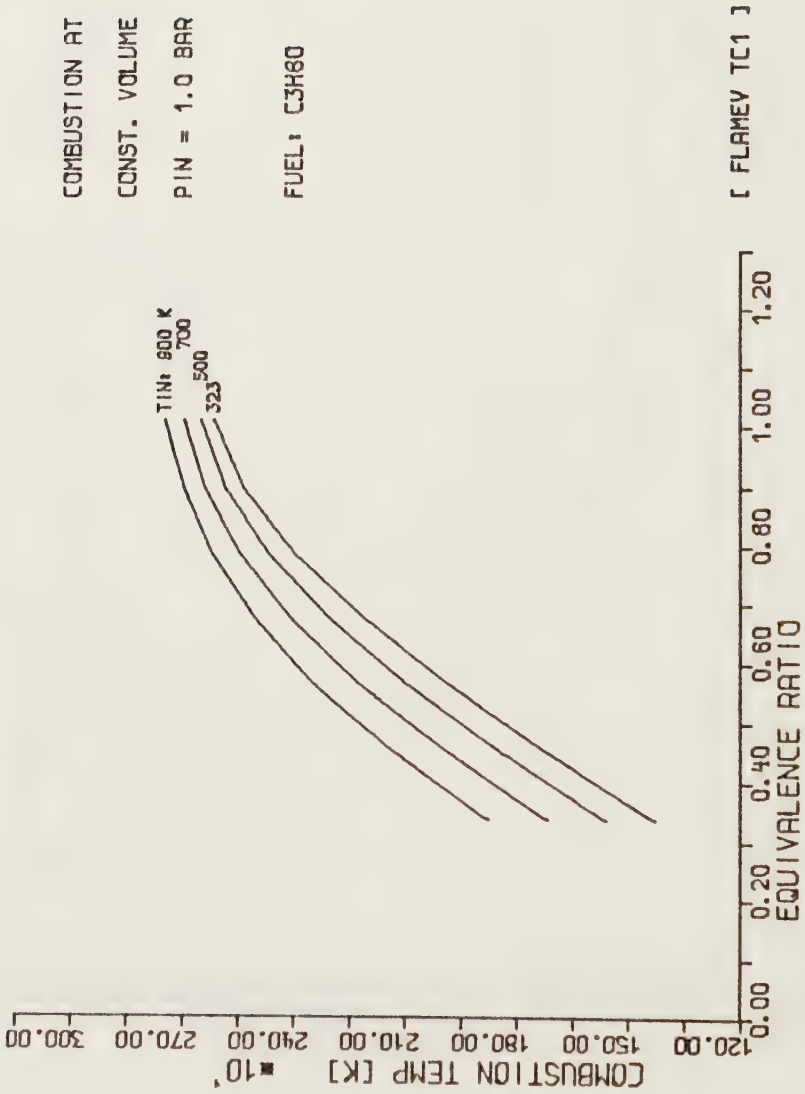


Abb. 7.8 Plotterdiagramm des Systems n-Propanol/Luft; $c_{st} = 4,45 \text{ Vol.}\%$

8. Zusammenfassung

Ziel der vorliegenden Arbeit war die experimentelle Temperaturbestimmung in Explosionsflammen nahe der unteren Zündgrenze. Die Messungen sollten Aufschluß darüber geben, ob die Zündgrenzmischungen von n-Alkan/Luft- bzw. n-Alkohol/Luft tatsächlich jeweils gemeinsame adiabate Flammentemperaturen von 1300°C bzw. 1050°C aufweisen, wie es nach Korrelationsgleichungen zur Berechnung der Temperaturabhängigkeit der Zündgrenzen zu erwarten ist.

Zur Temperaturbestimmung wurde das Verfahren der Gesamtstrahlungs-pyrometrie ausgewählt, das den Vorteil berührungsloser Messung mit flächenmäßiger Erfassung der gesamten Flamme verband. Die Meßmethode beruht darauf, die Flammenstrahlung mit Hilfe einer handelsüblichen S/W-TV-Kamera, in Verbindung mit einem infrarotempfindlichen Vidicon und einem Videorecorder sichtbar auf einem Monitor darzustellen. Die zunächst noch nicht unterscheidbaren Grauwerte entsprechen jeweils bestimmten Gesamtstrahldichtewerten, die wiederum als Gesamtstrahlungstemperaturen aufzufassen sind. Flächen gleicher Gesamtstrahldichte werden mit einem elektronischen Farbumsetzer S/W oder farbig abgebildet.

Die Kalibrierung der Gesamtstrahldichtewerte erfolgte über stationäre Düsenbrennerflammen, deren Isothermenfeld mittels Pt/PtRh10-Mikrothermoelementen bestimmt wurde. Zur Feststellung der wahren Flammentemperatur wurden die gemessenen Temperaturen nach der 2 - Fühler - Methode von Fischer strahlungskorrigiert.

Die an der Düsenbrennerflamme ermittelte Zuordnung Gesamtstrahldichtewert / Gesamtstrahlungstemperatur ist jedoch nicht direkt auf die Explosionsflamme anwendbar, da zwischen beiden ein wesentlicher Unterschied in der strahlenden Schichtdicke der Flamme besteht.

Da der Gesamtemissionsgrad ϵ einer Flamme von ihrer Schichtdicke abhängig ist, und ebenso die Gesamtstrahlung vom Emissionsgrad, war die Gesamtstrahlungstemperatur der Explosionsflamme über ihren auf die Schichtdicke bezogenen Emissionsgrad bestimmbar. Die Schichtdicke, aus der der Gesamtemissionsgrad berechnet werden konnte, wurde aus den Videoaufnahmen ermittelt. Der Berechnung des Gesamtemissionsgrades lag die Annahme zugrunde, daß sowohl Düsenbrenner- als auch Explosionsflamme als Graustrahler aufzufassen sind, d.h. daß der Emissionsgrad wellenlängenunabhängig ist.

Mit dem beschriebenen Verfahren wurden die Explosionsflammentemperaturen ausgewählter Brennstoff/Luft-Gemische (Methan, Äthan, n-Butan, Methanol, Äthanol, n-Propanol) experimentell ermittelt (mit einer im Vergleich zu anderen Flammentemperaturmeßmethoden beachtlichen Genauigkeit von 5,5 - 6 %). Entgegen bisherigen Veröffentlichungen, die den Einfluß der Zündenergie außer acht ließen, waren dabei Gemischkonzentrationen noch zündfähig. Die Flammentemperaturmessungen ergaben, daß eine jeweils gemeinsame Flammentemperatur für die n-Alkan/Luft- bzw. n-Alkohol/Luft-Gemische nicht existiert. Hinsichtlich der Alkane ergab auch eine erhöhte Anfangstemperatur von 75 °C keine gemeinsame Flammentemperatur. Mit steigender Zündenergie wurde für die n-Alkane eine deutliche Zunahme der maximalen Flammentemperatur festgestellt.

Der Vergleich gemessener maximaler Flammentemperaturen mit theoretischen adiabaten Flammentemperaturen ergab folgendes:

- Die von Zabelakis und Christner vorausgesetzte Konstanz der Flammentemperatur bei konstantem Druck wurde nicht bestätigt.
- Die gemessenen max. Flammentemperaturen liegen zwischen den theor. berechneten Flammentemperaturen für Verbrennung bei $V = \text{const.}$ und $p = \text{const.}$

- Die Korrelationsgleichungen von Zabetakis und Christner sind daher zur Vorausberechnung von Zündgrenzen homologer Reihen nicht anwendbar.

Die Tatsache, daß die untersuchten Brennstoffkomponenten homologer Reihen keine gemeinsame Flammentemperatur aufweisen, hat zur Folge, daß die adiabate Flammentemperatur nicht mehr als alleinige Grundlage für die Erstellung einer Korrelationsgleichung dienen kann. Es bleibt daher einer anderen Arbeit vorbehalten, geeignete Korrelationsbeziehungen unter Berücksichtigung der Zündenergie zu ermitteln.

Diese Arbeit wurde von der Arbeitsgemeinschaft Industrieller Forschungsvereinigungen e.V. mit Sach- und Personalmitteln gefördert.

9. Anhang

9.1. Tabellarischer Vergleich:

Vidicon - opt.mechan. Abtastsystem

	opt.mechan.Abtastung	IR-Vidicon
Gerätebeispiel	AGA-Thermovision 750 (680) [62]	TV-Kamera, Schwarz/Weiß IR-Vidicon [61, 70]
Detektor	Finzelement flüssig-N ₂ -Kühlung In Sb	Flächendetektor -
Spektrale Empfindlichkeit	2 - 5,6 μm	0,4 - 2,2 μm
Bildfrequenz	25 Hz (16)	50 Hz (Zwischenzeilenverfahren)
Bildauflösung	280 x 100 (210x140)	625 x 525
Zeilenzahl	280 (210)	625
Farb-Isothermen- darstellung	ja	mit zusätzlichem elektron. Farbumsetzer

9.2. S/W-TV-Kamera [69]

/ Strahlstromautomatik
/ Heizspannungsstabilisierung
/ Fokussierstromstabilisierung
/ vollautomatisch gesteuerte Verschußklappe

Daten: Anschlüsse für 1"-Vidicons
 Bildwechselfrequenz 50 Hz, 625 Zeilennorm
 625 x 525 Bildpunkte
 Ausgangssignal BAS 1 V_{SS} an 75 Ω pos.
 Synchronsignal 2 V_{SS} an 75 Ω pos.
 Eingangssignal 1 ... 4 V_{SS} an 75 Ω neg.
 C-Mount-Fassung für Wechselobjektive

9.3. IR-Vidicon und Si-Multidioden-Vidicon

	IR-Vidicon N 214 [70]	XQ 1200
Plattenspannung	40 V	45 V
Heizspannung	6,3 V	6,3 V
Abtastfläche	9,5 x 12,7 mm ²	9,6 x 12,8 mm ²

9.4. Videorecorder [71]

Bildspeicherfrequenz 50 Hz
Slow-Motion bzw. Einzelbildschaltung
Video-Eingangsspannung 0,5 - 2 V_{SS} an 75 Ω neg.
Video-Ausgangsspannung 1,0 V_{SS} an 75 Ω neg.

9.5. Elektronischer Farbumsetzer HE 0376 [66]

Eingangsspannung 0,4 ... 1,4 V_{SS} an 75 Ω

Ausgang: RGB-Signale mit 1 V_{SS} an 75 Ω neg.

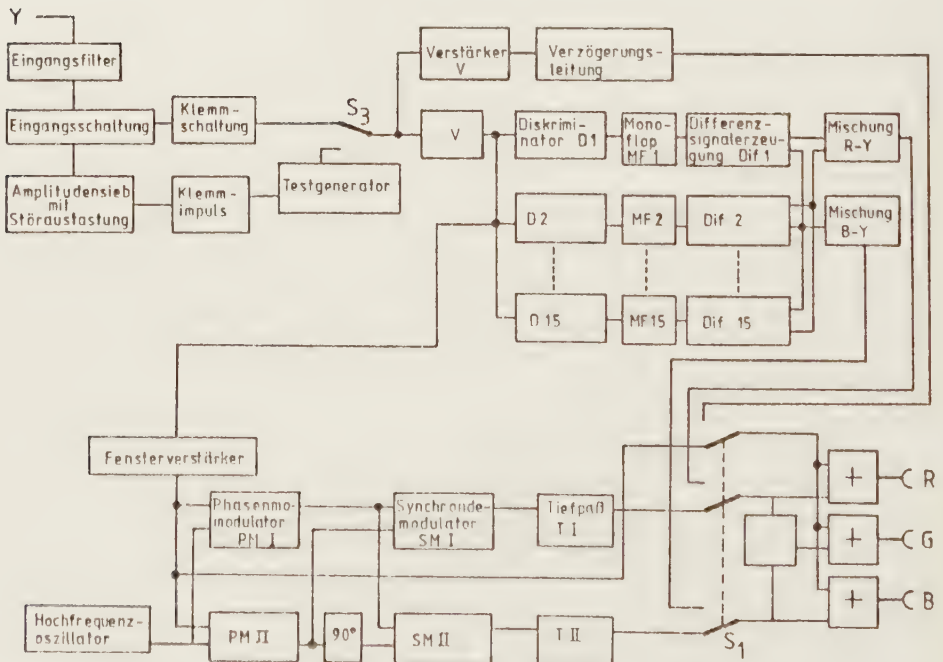
Synchronimpulse 3 V_{SS} an 75 Ω neg.

Filterstufen: 5/3/2/1/0,7 MHz

Farbig codierbare Äquidensiten, max. 15 Äquidensiten fest einstellbar, 5 Äquidensiten über 10-Wendelpotis verstellbar

Verstellbare Äquidensitenbreite

Testdraukeil



Schaltbild des elektronischen Farbumsetzers

9.6. Farbmonitor Barco Typ CM 50

Bildröhre 50 cm, mit Schlitzmaske

Bildwechselfrequenz 50 Hz

RGB-Eingänge an 75Ω

Videoeingang 1 V_{SS} an 75Ω neg.

Farb- und S/W-Wiedergabe

9.7. BAS-Signal einer Fernsehzeile

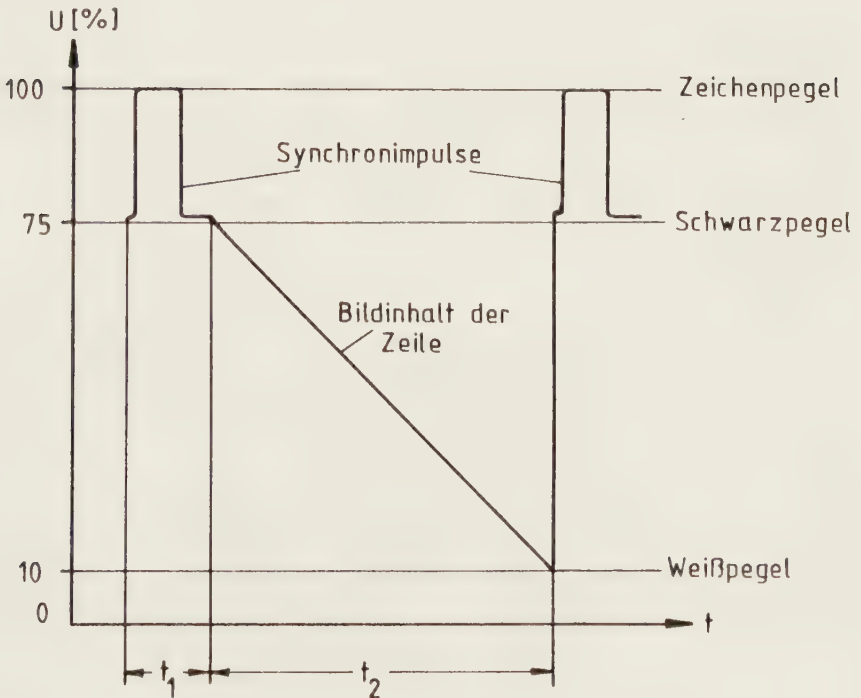


Abb. 9.1 Spannungs-Zeit-Diagramm einer Fernsehzeile am

Beispiel des stufenlosen Graukeils [65]

BA -Signal: Bildaustastsignal ($U = 75 \pm 10\%$)

BAS-Signal: Bildaustast-Synchron-Sign. ($U = 100 \pm 0\%$)

t_1 = Zeilenrücklauf, t_2 = Zeilenlauf

9.8. Analysenbedingungen

IR-Spektrometrie	Gaschromatographie	Analytische Interferometrie
0-8 Vol% CH ₄ in Luft	0-8 Vol% CH ₄ (1) 0-4 " C ₂ H ₆ (2) 0-3 " n-C ₄ H ₁₀ (3)	0-2 Vol% Methanol 0-4 " Äthanol 0-3 " n-Propanol
IR-Spektrophotometer Fa. Beckmann, München Typ IR-4240 Zweistrahlergerät mit Filter-Gitter-Monochromator Gasküvette l = 100 mm Vergleichsgas: Luft Raumtemperatur Umgebungsdruck Eichung mit Gasmischpumpe	Gaschromatograph Fa. Varian Typ Aerograph Probenschleife mit V=1,4 ml (1) Molekularsieb 10 ft 13x(45-60) Säulentemp. 25°C Umgebungsdruck (2) Porapak Q, 1,5m 80-100 mesh Säulentemp. 30°C Umgebungsdruck (3) wie (2) Säulentemp. 125°C Vergleichsgas: Helium Eichung mit Gasmischpumpe	Laborinterferometer Fa. Jenaoptik, Jena Typ Li 3 thermostatisierbare Doppelglaskammern Länge 500 mm Kammertemp. 60°C Umgebungsdruck Vergleichsgas: Luft Absoluteichung des Interferometers mit kohärentem Licht von $\lambda = 546,1 \text{ nm}$
rel. Fehler $\pm 2 \%$	rel. Fehler $\pm 2 \%$	rel. Fehler $\pm 1 \%$

9.9. Berechnung des Gesamtemissionsgrades $\epsilon_{\text{ges.}}$

Nach Taylor [88] kann der Gesamtemissionsgrad leuchtender und nicht-leuchtender Flammen mit Hilfe eines sogenannten "One-clear three-gray gas model" im Temperaturbereich von 1200 - 2400 K mit einer Genauigkeit von 0,5 % berechnet werden.

Für ein aus H_2O und CO_2 bestehendes Gemisch lautet die Berechnungsgleichung für den Fall $p_{\text{H}_2\text{O}}/p_{\text{CO}_2} = 2$

$$\begin{aligned}\epsilon_{\text{ges.}} = & (0,266 + 7,19 \cdot 10^{-5} \cdot T) (1 - e^{-0,69 \cdot p \cdot l}) + \\ & + (0,252 - 7,41 \cdot 10^{-5} \cdot T) (1 - e^{-7,4 \cdot p \cdot l}) + \\ & + (0,118 - 4,52 \cdot 10^{-5} \cdot T) (1 - e^{-80 \cdot p \cdot l})\end{aligned}$$

mit $p = p_{\text{CO}_2} + p_{\text{H}_2\text{O}} \quad [\text{atm}]$

$l = \text{Schichtdicke} \quad [\text{m}]$

$T = \text{Temperatur} \quad [\text{K}]$

Die folgende Tabelle zeigt berechnete $\epsilon_{\text{ges.}}$ -Werte für eine 8,12 Vol.% CH_4 /Luft-Flamme:

$\epsilon_{\text{ges.}}$	$T \text{ [}^\circ\text{C}]$	$l \text{ [mm]}$
0,00351	900	2,2
0,00533	1000	3,6
0,00685	1100	5
0,00783	1200	6,2
0,00835	1300	7,2
0,00847	1400	8
0,00845	1500	8,8
0,00876	1600	10,2
0,00979	1700	13,0

9.10. S/W-photographierte Monitoraufnahmen von Düsenbrenner-
bzw. Explosionsflammen

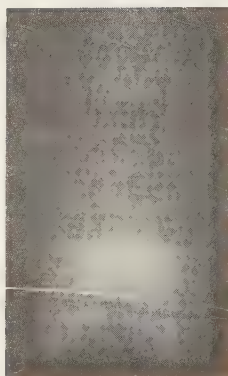


Abb. 9.2



Abb. 9.3

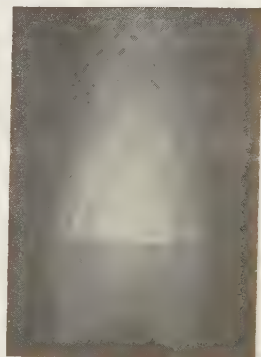


Abb. 9.4



Abb. 9.5

Abb. 9.2

S/W-Darstellung der 8,12 Vol.% CH_4 /Luft-Flamme

Abb. 9.3 - 9.5

Äquidensitenbilder derselben Flamme

Abb. 9.6

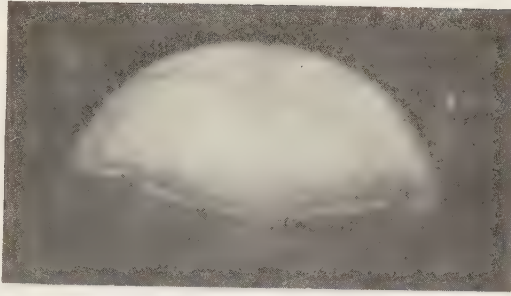


Abb. 9.7

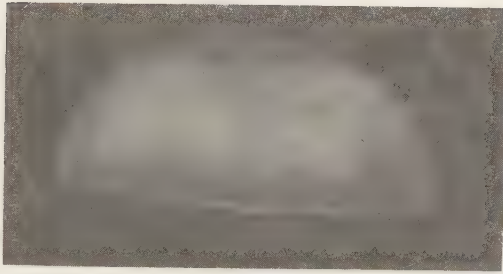


Abb. 9.8

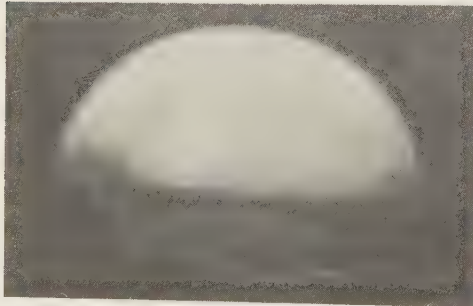
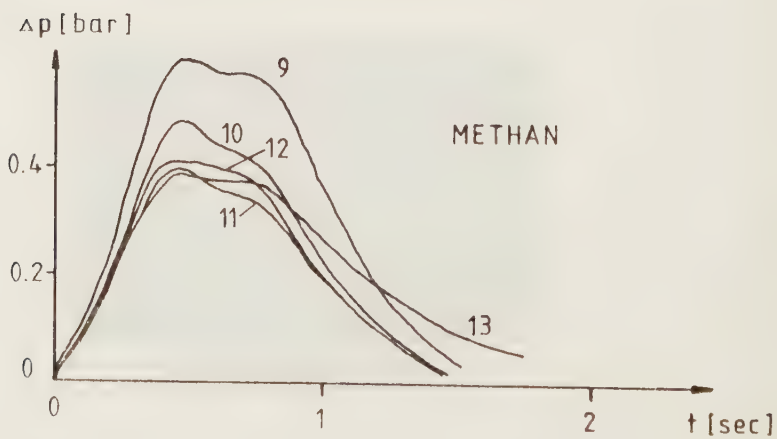
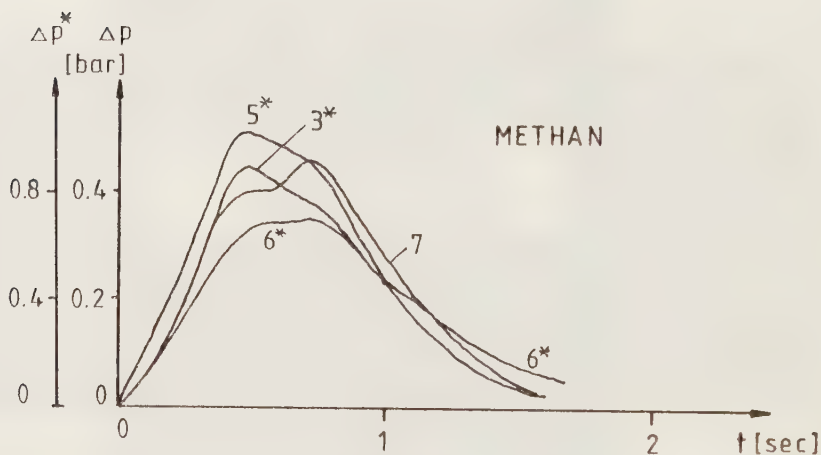
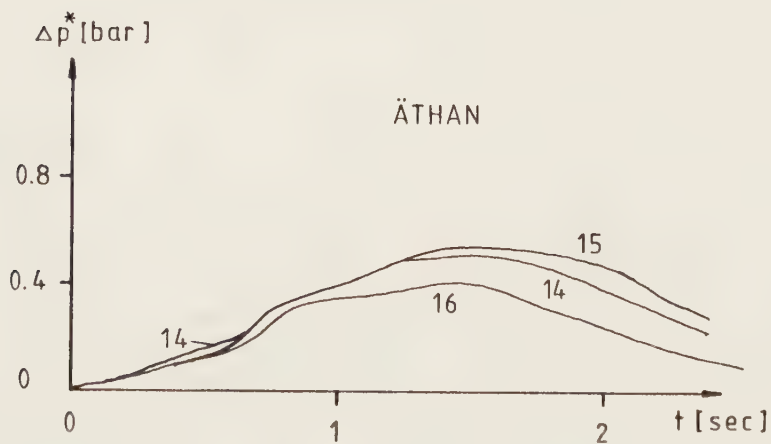
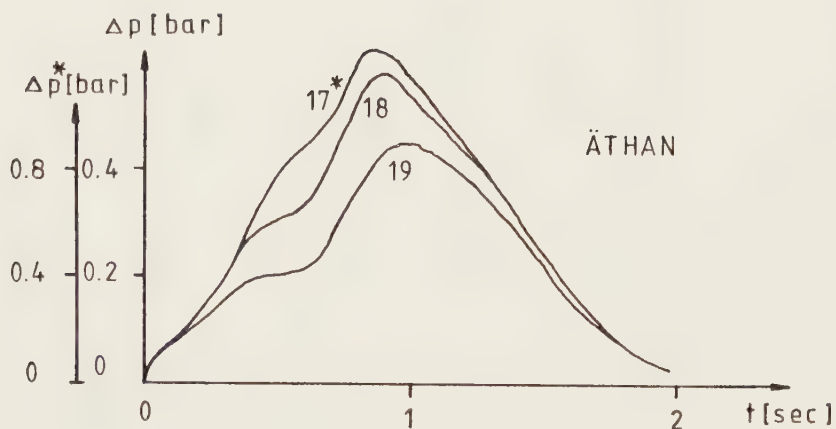
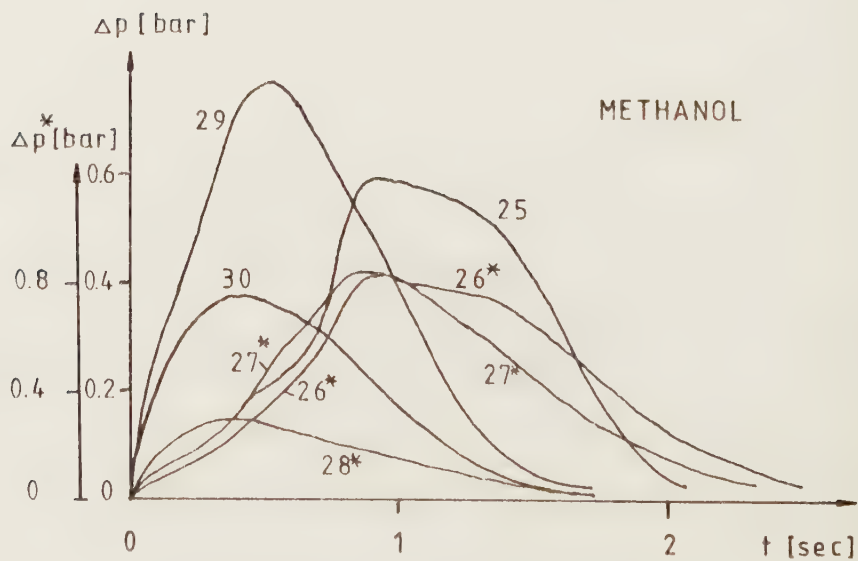
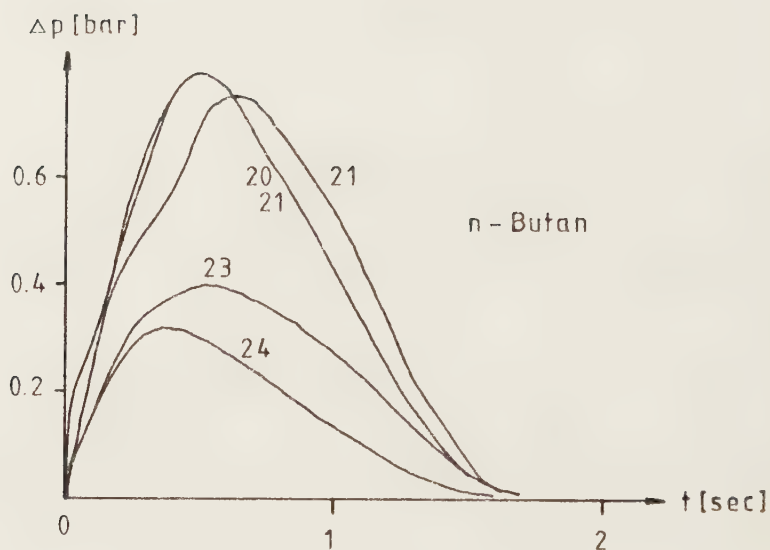


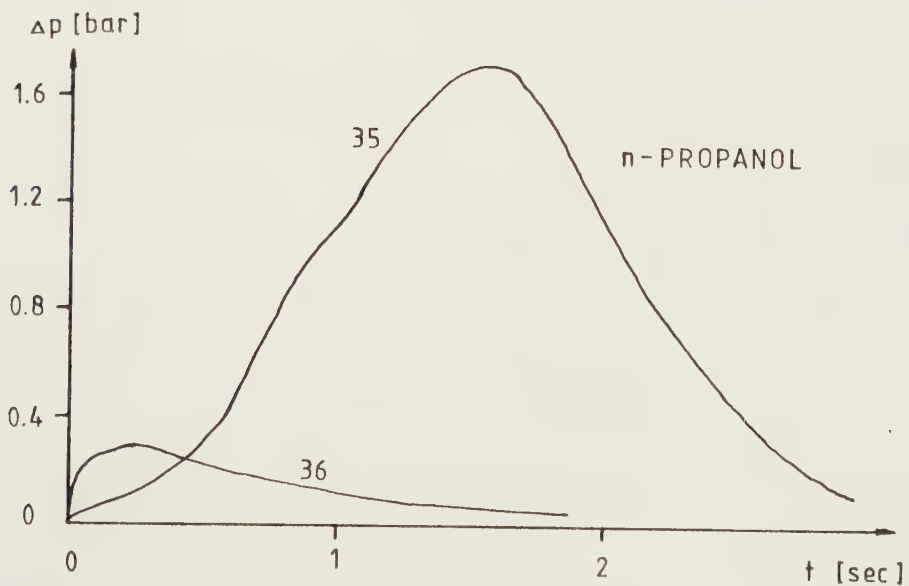
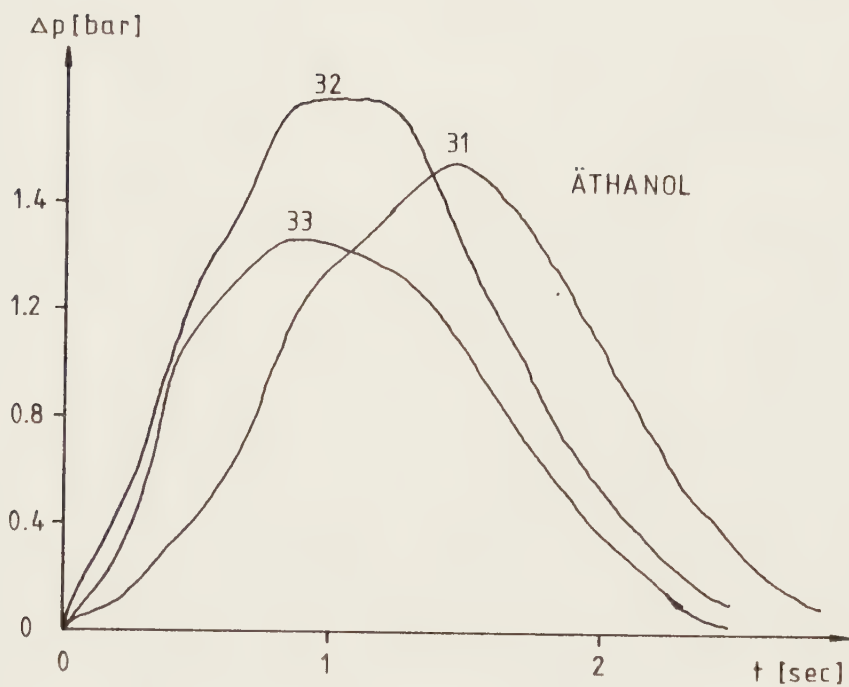
Abb. 9.6 - 9.8 Äquidensitenaufnahmen einer Methan/Luft-Explosions-
flamme; 300, 400 und 800 msec nach der Zündung

9.11. Druck-Zeit-Verläufe der in Tabelle 6.4 - 6.9 numerierten
Explosionsversuche









10. Symbolverzeichnis

10.1. Lateinische Buchstaben

Dimension

c	Konzentration	Vol. %
c	Strahlungskonstante	$W/m^2 K^4$
c_1	erste Strahlungskonstante	Wm^2
c_2	zweite Strahlungskonstante	mK
c_p	spez. Wärmekapazität	kJ/kgK
d, D	Durchmesser	m
E, E'	Konstanten	
h	Planck-Konstante	Js
$-\Delta H_R$	Reaktionsenthalpie	kJ/mol
k	Boltzmann-Konstante	J/K
K_t	Konstante	
K_p	Gleichgewichtskonstante, p const.	
K_V	Gleichgewichtskonstante, V const.	
l	Schichtdicke	m
$\bar{L}$	Strahldichte	W/m^2
$L_{ges, rel}$	rel. Gesamtstrahldichte	ϕ_{RA} -Signal
L_λ	spektrale Strahldichte	$W/m^2 \mu m$
$L_{rel}(r)$	rel. Einzelstrahldichte	m^{-1}
L_s	Gesamtstrahldichte d. schwarzen Körpers	W/m^2
n	Molzahl	mol
Nu	Nusselt-Zahl	-
p_A	Ausgangsdruck	bar
Δp_{max}	maximaler Druckanstieg	bar
p_{Verbr}	Verbrennungsdruck	bar
f_r	Grundfrequenz	-
$\dot{Q}$	Wärmestrom	$kJ/m^2 h$
r	Radius	m
R	Gaskonstante	
Re	Reynolds-Zahl	-
t	Zeit	s
T	Temperatur	K, °C

T_A	Ausgangstemperatur	$^{\circ}\text{C}$
T_{max}	maximale Temperatur	$^{\circ}\text{C}, \text{K}$
ΔU	Innere Energie	kJ/mol
v	Geschwindigkeit	m/s
V	Volumen	l
X	Koordinate	m
Y	Koordinate	m
Z	Koordinate	m
Z_E	Zündenergie	J
Z_u	untere Zündgrenze	$\text{Vol.}\%$

10.2. Griechische Symbole

α	Wärmeübergangskoeffizient	$\text{J/m}^2\text{sk}$
ξ	Emissionsgrad	-
$\xi_{\text{ges.}}$	Gesamtemissionsgrad	-
ξ_{λ}	spektraler Emissionsgrad	-
η	dynamische Zähigkeit	kg/ms
λ	Wellenlänge	μm
λ	Wärmeleitfähigkeit	J/msK
ν	kinematische Zähigkeit	m^2/s
π	Kreiszahl	
ρ	Dichte	kg/m^3
Σ	Summe	
σ	Stefan/Boltzmann-Konstante	$\text{W/m}^2\text{K}^4$
φ	Äquivalenzverhältnis	-

10.3. Indices

A	Ausgang	m	mittlere
ad	adiabat	max.	maximal
ben	benötigt	o	Anfangszustand
ber	berechnet	P	Perle
const. constant		rel	relativ
d	Draht	s	schwarzer Körper
gem	gemessen	stöch.	stöchiometrisch
i	Laufindex	U	Umgebung
K	Konvektion	theor.	theoretisch
Kat.	Katalytisch	Verbr.	Verbrennung
L	Leitung	w	wahr

11. Literaturverzeichnis

- [1] White, A. G.: "Limits for the propagation of flames in inflammable gas-air-mixtures", J. Chem. Soc., London, 127 (1925) 672-85
- [2] Zabetakis, M. G., Lambiris, S., Scott, G. S., "Flame temperatures of limit mixtures", 7. Symp. Comb. (1959), 484-87
- [3] Zabetakis, M. G.: "Flammability characteristics of combustible gases and vapors", US Bureau of Mines, Bulletin Nr. 627 (1965)
- [4] Christner, H.: "Experimentelle und theoretische Bestimmung der Druck- und Temperaturabhängigkeit von Zündgrenzen, dargestellt am Beispiel von Alkohol/Luft-Gemischen", Dissertation Universität Erlangen-Nürnberg (1974)
- [5] Müller, R.: "Einfluß der Zündenergie auf die Zündgrenzen von Gas/Luft-Gemischen unter Variation von Druck und Temperatur", Dissertation Universität Erlangen-Nürnberg (1977)
- [6] Dittmar, P., Voigtsberger, P., Conrad, D.: "Entwicklung und Anwendung eines Verfahrens zur Ermittlung der Zündgrenzen brennbarer Gase und Dämpfe in Mischung mit Luft oder Sauerstoff", Arbeitsschutz (1965) 3, 58 - 63
- [7] Gehm, K.-H., Schön, G.: "Bestimmung der Explosionspunkte von brennbaren Flüssigkeiten. Obere Explosionspunkte von Vergaserkraftstoffen", Erdöl und Kohle, 8 (1955) 6, 419-24
- [8] Lovachev, L. A., et.al.: "Flammability limits: An invited review", Combustion and Flame, 20 (1973) 259-89
- [9] Lovachev, L. A.: "Flammability limits - a Review", Comb. Sci. Technology, 20 (1979) 209-24
- [10] Coward, H. F., Jones, G. W.: "Limits of flammability of gases and vapors", US Bureau of Mines, Bulletin Nr. 503 (1952)
- [11] Bartknecht, W.: "Explosionen - Ablauf und Schutzmaßnahmen", Springer-Verlag, Berlin (1978)

- [12] Dietlen, S.: "Ermittlung der Mindestzündenergie brennbarer Gase in Mischung mit Luft", Dissertation Techn. Universität Berlin (1976)
- [13] Overley, J.R., Overholser, K.A., Reddien, G.W.: "Calculation of minimum ignition energy and time dependant laminar flame profiles", Combustion and Flame, 31 (1978) 69-85
- [14] Munke, K., Söder, W.: "Der Einfluß von Druck, Temperatur und Gemischzusammensetzung auf das Explosionsverhalten von homogenen Systemen", Depotbericht 9/71, Zentralstelle für Information der chem. Industrie (1971)
- [15] Kwiatkowski, v., K.: "Untersuchungen über die Zündbarkeit von Brenngasen in Bezug auf die Sicherheit", Gas, Wärme International, 16 (1967) 1, 20-32 / 2, 78-83 / 3, 130-38
- [16] Burgess, M.J., Wheeler, R.V.: "The lower limit of inflammation of mixtures of the paraffin hydrocarbons with air", J. Chem. Soc. 99 (1911) 2013-30
- [17] Burgess, D., Hertzberg, M.: "The flammability limits of lean fuel-air mixtures: Thermochemical and kinetic criteria for explosion hazards", ISA Transaction, 14 (1975) 2, 129-36
- [18] Kappler, F.-R., "Explosionstheorie und Funkenzündung sowie experimentelle Bestimmung der Zündgrenzen von Olefin/Sauerstoff/Stickstoff-Gemischen in Abhängigkeit von der Temperatur", Dissertation Universität Erlangen-Nürnberg (1974)
- [19] Fristrom, R.M., Westenberg, A.A.: "Flame structure", Mc Graw Hill Verlag, New York (1965)
- [20] Lieneweg, F.: "Handbuch der technischen Temperaturmessung", Vieweg Verlag (1976)
- [21] Bettermann, G.: "Beitrag zur Ermittlung des Meßfehlers bei der Temperaturmessung mit Thermoelementen in strömenden, heißen Gasen unter besonderer Berücksichtigung der Gasstrahlung", Dissertation Techn. Universität Berlin (1964)
- [22] Kremer, H., Rußmann, H.: "Beitrag zur Temperaturmessung in laminaren Vormischflammen mittels Thermoelementen", VDI - Ber. Nr. 146 (1970) 165-72
- [23] Fischer, S.: "Zur Messung hoher Temperaturen in strömenden Gasen mit Thermoelementen", Die Technik, 23 (1968) 1, 29-33

- [24] Sato, A., Hashiba, K., Hasatani, M., Sugiyama, S., Kimura, J.: "A correctional calculation method for thermocouple measurements of temperatures in flames", Comb. and Flame, 24 (1975) 35-41
- [25] Hayhurst, A.N., Kittelcon, D.B.: "Heat and mass transfer considerations in the use of electrically heated thermocouples of Iridium versus an Iridium/Rhodium alloy in atmospheric pressure flames", Comb. and Flame, 28 (1977) 301-17
- [26] Schoenung, S.M., Mitchell, R.E.: "Comparison of Raman and thermocouple temperature measurements in flames", Comb. and Flame, 35 (1979) 2, 207-11
- [27] Lockwood, F.C., Odidi, A.O.O.: "Measurement of mean and fluctuating temperature and of ion concentration in round free-jet turbulent diffusion and premixed flames", 15. Symp. Comb. (1974) 561-71
- [28] Elliman, D.G., Fucsey, D.E., Hay, N.: "Predictions and measurements of a turbulent, axisymmetric ducted diffusion flame", Int. J. Heat Mass Transfer, 21 (1978) 1393-1402
- [29] Friedman, R.: "Measurement of the temperature profile in a laminar flame", 4. Symp. Comb. (1953) 259-63
- [30] Kaskan, W.E.: "The dependance of flame temperature on mass burning velocity", 6. Symp. Comb. (1956) 134-43
- [31] Dils, R.R., Follansbee, F.S.: "Wide bandwidth gas temperature measurements in combustor exhaust gases", 22. Intern. Instrum. Symp. of the ISA (1976) 307-28
- [32] Schwar, M.J.R., Weinberg, F.J.: "Laser techniques in combustion research", Comb. and Flame, 13 (1969) 335-74
- [33] Palócz, M.: Anwendung der Fotografie und der Hologramm-Interferometrie in der feuerungstechnischen Forschung", Freiburger Forschungshefte, A 589, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig (1978)
- [34] Fanknin, W.: "Eine holographische Zwei-Wellenlängen-Interferometrie zur Messung überlagerter Temperatur- und Konzentrationsgrenzschichten", Dissertation Universität Hannover (1977)
- [35] Brütz, W., Schönbucher, A.: "Wärme- und Stofftransport in Tankflammen", GIT, 50 (1978) 3, 573-85

- [36] Pepperhoff, W., Bähr, A.: "Zur Optik leuchtender Flammen", Archiv f. Eisenhüttenwesen, 23 (1952) 335-44
- [37] Fanchiotti, M.F., Zottig, C.A.: "Study of the design and construction of a pyrometer for registering temperatures instantly", La Plata University, Argentina (1972)
- [38] Heinrich, G., Prescher, K., Finsterwalder, G.: "Spektrometrisches Verfahren zur Untersuchung der Verbrennung im Dieselmotor", Motortechn. Zeitschrift, 39 (1978) 9, 385-90
- [39] Huster, R.: "Optisch-elektronische Temperaturmessung an Plasmaflammen mit einer Xenon-Hochdrucklampe als Vergleichsstrahler", Ber. der Bunsenges., 79 (1975) 94-98
- [40] Grosshandler, W.L., Sawyer, R.F.: "Radiation from a methanol furnace", J. Heat Transfer, 100 (1978) 247-52
- [41] Zapp, R.: "Messung der Flammentemperatur entlang eines Raketenabgasstrahles", Inst. f. Chemie d. Treib- und Explosivstoffe, Ber. Nr. 12/69, Karlsruhe (1969)
- [42] Stricker, W.: "Local temperature measurements in flames by laser raman spectroscopy", Comb. and Flame, 27 (1976) 133-36
- [43] Hommert, P.J., Viskanta, R., Mellor, A.N.: "Flame temperature measurements by spectral remote sensing", Comb. and Flame, 30 (1977) 295-308
- [44] Bonne, U., Wagner, H.G.: "'Untersuchung des Reaktionsablaufes in fetten Kohlenwasserstoff-Sauerstoff-Flammen', III. Optische Untersuchungen an rußenden Flammen", Ber. der Bunsenges., 69 (1965) 1, 35-48
- [45] Eckbreth, A.C., Hall, R.J.: "CARS thermometry in a sooting flame" (CARS = Coherent Anti Raman Scattering), Comb. and Flame, 36 (1979) 87-98
- [46] Tourin, R.H.: "Spectroscopic Gas temperature measurement", Elsevier Publ. Co., Amsterdam (1966)
- [47] Fristrom, R.M., Prescott, R., Neumann, R.K., Avery, W.H.: "Temperature profiles in propan-air flame fronts", 4. Symp. Comb. (1953) 267-274
- [48] Janisch, G.: "Zur Stabilisierung laminarer Vormischflammen", Dissertation Universität Karlsruhe (1972)

- [49] Gudkovich, V.M., Granovskii, E.A., Piskunov, B.G.: "Flame temperatures of rich hydrocarbon-air mixtures", Comb. Explosion and Shock Waves, 11 (1975) 217-20
- [50] Cullis, C.F., Foster, C.D.: "Application of thermal ignition theory to determination of spontaneous ignition temperature limits of hydrocarbon-oxygen mixtures", Proc. Roy. Soc. London, A 355 (1977) 153-65
- [51] Dyer, T.N.: "Characterization of one- and twodimensional homogeneous combustion phenomena in a constant volume bomb", SAE Techn. Paper Ser. 790353 (1979) 1-20
- [52] Garforth, A.M.: "Measurement of rapidly varying density, and hence temperature, by laser interferometry in the unburnt gas region of a spherical constant volume combustion vessel during flame propagation", University of the Witwatersrand, Johannesburg, Report 57 (1974)
- [53] Lederman, S., Celentano, A., Glaser, J.: "Temperature, concentration and velocity in jets, flames and shock tubes", Phys. Fluids, 22 (1979) 6, 1065-72
- [54] Melvin, A.: "Transient convective heat transfer from gaseous explosions", British J. Appl. Phys., 18 (1967) 2, 1783-86
- [55] Hertzberg, M., Litton, C.D., Donaldson, W.F., Kuchta, J.M., Furno, A.L.: "The spectral growth of expanding flames", US Bureau of Mines, Report of Investig. 7779 (1973) 38 S.
- [56] Johnson, A.L., Furno, A.L., Kuchta, J.M.: "Infrared spectral radiances and explosion properties of inhibited methan-air flames", US Bureau of Mines, Report of Investig. 8246 (1977) 23 S.
- [57] "Thermographic terminology", Supplement 2 to Acta Thermographica (1973) 30 S.
- [58] Kruse, P.W., Mc Glauchlin, L.D., Mc Quistan, R.B.: "Grundlagen der Infrarottechnik", Verlag Berliner Union, Stuttgart (1971)
- [59] Henning, F.: "Temperaturmessung", Springer Verlag, Berlin (1971)
- [60] Dreier, H., Jäger, J., Kunz, R.: "Infrarot-Aufzeichnung von Temperaturfeldern", VDI-Ber. Nr. 198 (1973) 71-80

- [61] Janes, M., Aalders, B.G.M.: "Über die Verwendung einer Infrarot-Kamera zur Lösung spezieller Probleme in der Raumfahrttechnik", Raumfahrtforschung, 13 (1969) H.1, 5-11
- [62] AGA - Optronik GmbH, Firmenschrift "Thermovisions-Systeme" (1978,1979), D-6236 Eschborn, Industriestr. 4
- [63] "Das pyroelektrische Vidicon", Valvo-Berichte, 20 (1979) 3, 93-112
- [64] Bauer, K.: "Elektronischer Umsetzer für Grauwerte in Farbtöne", Elektronik (1975) 5, 56-58
- [65] Härtel, W.W.: "Zur Auswertung von Flammenbildern technischer Flammen", Dissertation Universität Stuttgart (1974)
- [66] Manual zum elektronischen Farbumsetzer HE 0376, Firmenschrift der Fa. Habelt-Electronic, Baldingen (1978)
- [67] Hofmann, K.-H., Unveröffentlichte Quartalsberichte (1977/78) Universität Erlangen-Nürnberg
- [68] AIF-Forschungsantrag Nr. 3813 (1976), Institut für Techn. Chemie I, Institutsdirektor Prof. Dr. H. Hofmann, Universität Erlangen-Nürnberg
- [69] "Betriebsanleitung und Schaltbilder zur TV-Kamera FA 70 B", Grundig AG, 8510 Fürth/Bayern (1978)
- [70] "Infrared sensitive Vidicon-Tubes", Firmenschrift der Hamamatsu-Televisions GmbH, 8031 Seefeld-Hechendorf (1977/78)
- [71] "Betriebsanleitung und Schaltbilder zum S/W-Color-Video-Taperecorder SV - 620 E", Fa. Shibaden, Frankfurt
- [72] Lau, E.: "Die Äquidensitometrie", Akademie Verlag, Berlin (1957)
- [73] Härtel, W.: "Flammenpyrometer auf der Basis der Fernsichttechnik", Brennstoff - Wärme - Kraft, 26 (1974) 1, 15-19
- [74] Lindow, R.: "Zur Bestimmung der laminaren Flammengeschwindigkeit", Dissertation TH Karlsruhe (1966)
- [75] Michalke, A.: "Theoretische und experimentelle Untersuchung einer rotationssymmetrischen laminaren Düsegrenzschicht", Dissertation TU Berlin (1961)

- [76] Pritchard, R., Edmondson, H., Heap, M.P.: "Diameter effects in cooled flat flame burners", Comb. and Flame, 18 (1972) 13-18
- [77] Kent, J.H.: "A noncatalytic coating for Pt-PtRh10 thermocouples", Comb. and Flame, 14 (1970) 279-82
- [78] Kremer, H.: "Zur Ausbreitung inhomogener turbulenter Freistrahlen und turbulenter Diffusionsflammen", Dissertation TH Karlsruhe (1964)
- [79] VDI-Wärmeatlas, VDI-Verlag, 3. Auflage (1977)
- [80] D'Ans-Lax: "Taschenbuch für Chemiker und Physiker", Springer Verlag, Berlin (1970)
- [81] Landolt-Börnstein: "Zahlenwerte und Funktionen aus Chemie, Physik, Astronomie, Geophysik und Technik", Springer Verlag Berlin, 6. Auflage
- [82] Reid, R.C., Prausnitz, J.M., Sherwood, T.K.: "The properties of gases and liquids", Mc Graw Hill Verlag, New York (1977)
- [83] Schmidt, G.: "Schlierenoptische Kurzezeit-aufnahmen von Dielenbrennerflammen", Unveröffentlichte Quartalsberichte (1980), Institut f. Techn. Chemie I, Universität Erlangen-Nürnberg
- [84] Hestor, O.H., Olsen, H.N.: "Numerical methods for reducing line and surface probe data", SIAM Review, 2 (1960) 3, 200-207
- [85] Cremers, G.J., Birkebak, R.C.: "Application of the Abel Integral Equation to spectrographic data", Applied Optics, 5 (1966) 6, 1057-64
- [86] Gaydon, A.G., Wolfhard, H.G.: "Flames, their structure, radiation and temperature", 4 Ed., Chapman and Hall, London (1970)
- [87] Brätz, W., Schönbucher, A., Scheller, V., Kettler, A.: "Electronically produced equidensities from time exposures and instantaneous photographs in the investigation of pool flames", Comb. and Flame, 32 (1980) 1-24
- [88] Taylor, P.B., Foster, P.J.: "The total emissivities of luminous and non-luminous flames", Int. J. Heat Transfer, 12 (1964) 1591-1605

- [89] Akita, K: "Flame propagation in combustible fuel-air mixtures. Basic theory", Int.Chem.Eng., 11 (1971) 4, 739 - 51
- [90] Khitrin, L.N.: "Physics of Combustion and Explosion", Office of Technical Services, U.S. Department of Commerce, Washington 25, D.C. (1957)
- [91] Hofmann, H., Hofmann, K.-H.: "Ergebnisse der optischen Flammentemperaturmessung in Explosionsflammen von Brennstoff/Luft-Gemischen nahe der unteren Zündgrenze", Vortrag bei der 25. Sitzung des Dechema-Arbeitsausschusses "Gas- und Flammenreaktionen" am 4./5. Febr. 1981, Dechema-Haus, Frankfurt/M.
- [92] Müller, R.: "Optische Methoden zur Untersuchung der Zündgrenzen von Brennstoff/Luft-Gemischen", Diplomarbeit Universität Erlangen-Nürnberg (1973)
- [93] Stine, W.B.: "On the theory of flammability limits", Dissertation Univ. of Southern California, June (1972)
- [94] Maček, A.: "Flammability limits: A re-examination", Comb. Sci. Techn., 21 (1979) 43-52
- [95] Egerton, A.C.: "Limits of inflammability", 4. Symp. Comb., (1952) 4-13
- [96] Steffensen, R.J., Agnew, J.T., Olsen, R.A.: "Tables for adiabatic gas temperature and equilibrium composition of six hydrocarbons", Eng. Ext. Ser. No 122, 98 S., Purdue University Lafayette, Indiana (1966)
- [97] Agrawal, D.D., Gupta, C.P.: "Computer program for constant pressure or constant volume combustion calculations in hydrocarbon-air systems", Transactions of the ASME, Ser.A, J. Eng. for Power, 99 (1977) 246-54
- [98] Hillen, L.W.: "The calculation of flame temperatures at constant pressure and constant volume", Aeronautical Research Labor., Melbourne, Mechanical Eng. Note 341, 22 S., Febr.1973
- [99] Kremer, H., Becker, A., Skunca, J.: "Vergleich exakter und vereinfachter Verfahren zur Berechnung der Gleichgewichtszusammensetzung und der adiabaten Flammentemperaturen", Gas-Wärme-Int., 26 (1977) 5, 232-38
- [100] Harker, J.H., Allen, D.A.: "The calculation of the temperature and composition of flame gases", J. Inst. Fuel, 42 (1969) 183-87

- [101] Brinkley, St.R., Lewis, B.: "The thermodynamics of combustion gases: General considerations", U.S. Bureau of Mines, RI - Report 4806; 63 S., 1951
- [102] Huff, V.N., Gordon, S., Morrell, V.E.: "General method and thermodynamic tables for computation of equilibrium composition and temperature of chemical reactions", NACA Report 1037, 1952
- [103] Garforth, A.H.: "A computer programme for the calculation of equilibrium composition and adiabatic flame temperatures of gaseous mixtures undergoing constant pressure combustion", University of Witwatersrand, School of Mech. Engineering, Report No 56, 64 S., Aug. 1973
- [104] Walsh, D.E., Mack, K.D.: "A computer program for the calculation of adiabatic flame temperature and equilibrium chemical composition in constant pressure and constant volume systems", Air Force Aero Propulsion Lab., Wright-Patterson Air Force Base, Ohio, Techn. Report AFAPL-TR-74-67, 70 S., March 1975
- [105] Zeleznik, F.J., Gordon, S.: "A general IBM 704 or 7090 computer program for computation of chemical equilibrium compositions, rocket performance, and Chapman-Jouguet detonations", NASA Techn. Note D-1454, 149 S., 1962
- [106] Prothero, A.: "Computing with thermochemical data", Comb. & Flame, 13 (1969) 399-408
- [107] Tinh, T.P., Duran, J.L., Ramalho, R.S., Kaliaguine, S.: "Equations improve c - Predictions", Hydrocarbon Processing, Jan. (1971) 98 - 104^P

Lebenslauf

- 15.07.1951 geboren in Nürnberg
Vater: Gerhard Hofmann, Mechaniker-Meister
Mutter: Eva Hofmann, geb. Lenzner
Ehefrau: Gerlinde Hofmann, geb. Renger
Kind: Stefan Hofmann
- 1958 - 1964 Volksschule, Nürnberg
- 1964 - 1968 Realschule, Nürnberg
Abschluß: Mittlere Reife
- 1968 - 1970 Industriepraktikum
(Chemisches Labor, Metallverarbeitung)
- 1970 - 1973 Studium am OHM-Polytechnikum, Nürnberg,
Fachrichtung Technische Chemie,
Abschluß als Ing. grad.
- 1973 - 1977 Studium des Chemie-Ingenieur-Wesens an der
Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg,
Fachrichtung Verfahrenstechnik,
Abschluß als Dipl. Ing.
- 07.07.77 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für
- 31.03.81 Technische Chemie I der Universität
Erlangen-Nürnberg

